PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1921. Redaktionsschluß für No. 16 am 22. Juli 1921. 22. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Emersleben, Freie Schwingungen in Kondensatorkreisen. S. 393.

A. Smekal, Über die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome. S. 400.

K. W. F. Kohlrausch, Bemerkung zur Ostwaldschen sogenannten Farbentheorie. S. 402.

A. Schulze, Über die Wärmeausdehnung der Aluminium-Zink-Legierungen S. 403.

F. Trey, Die Bedeutung des elektrischen Windes für den Induktionsfunken. S. 406.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

J. Franck, Über Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Stöße langsamer Elektronen. (Fortsetzung.) S. 409.

Besprechungen:

F. Adler, Ortszeit, Systemzeit, Zonenzeit und das ausgezeichnete Bezugssystem der Elektrodynamik. S. 414.

K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwickelung der Lehre von den chemischen Elementen. S. 415.

Tagesereignisse:

AEF-Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Entwurf XX. S. 416.

Personalien. S. 416.

Gesuche. S. 416.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Freie Schwingungen in Kondensatorkreisen.

Von Otto Emersleben.

Der Gedanke, ein drahtloses Ferngespräch dadurch zu führen, daß man auf den (Mikrophon-) Widerstand eines Stromkreises die Schwingungen der menschlichen Sprache überträgt, ist auf viele Arten[1]) ausgeführt worden. Es ist das aus dem Fernsprecher mit Draht in seiner gewöhnlichen Ausführung hervorgegangene Verfahren. Dagegen ist die Möglichkeit, durch Änderung der Kapazität eines Kondensators dasselbe Ziel zu erreichen, meines Wissens bisher noch nicht durchgeführt worden[2]). Herr Schanze hat auf Anregung von Herrn Professor Reich Versuche darüber im Institut für angewandte Elektrizitätslehre in Göttingen angestellt, über die er später berichten wird. Als ich auf Herrn Schanzes Bitte die dabei vorliegenden Verhältnisse durchdachte, kam ich zu der Überzeugung, daß zunächst die denkbar einfachsten Anordnungen einer theoretischen Klarlegung bedürften. In einem Beitrag zur Theorie der drahtlosen Telephonie, in dem Herr Pedersen[3]) zwei gekoppelte Schwingungskreise betrachtet (S. 476 ff.), sind infolge Auftretens einer Gleichung vierten Grades die Ergebnisse nicht mehr so einfach, daß sich die besonderen Merkmale des drahtlosen Fernsprechens in voller Schärfe ergäben. Daher will ich zunächst davon absehen, die Gesamterscheinung der drahtlosen Lautübertragung zu betrachten, sondern untersuche im folgenden das Verhalten eines einzelnen Schwingungskreises, wenn ich in ihm die Kapazität einer periodischen Veränderung unterwerfe. Gleichzeitig soll dieselbe Frage bei Veränderung des Widerstandes behandelt werden, da, soviel ich weiß, auch dies bisher noch nicht in ähnlicher Weise geschehen ist. Ein Vergleich wird wesentliche Verschiedenheiten zwischen den Wirkungen einer Widerstands- und einer Kapazitätsänderung ergeben.

Durch diese Vereinfachung gelange ich zu einer (im § 1 genau ausgedrückten) Fragestellung, die zwar der drahtlosen Telephonie ihre Anregung verdankt, da zur Fortentwicklung der Technik des drahtlosen Fernsprechens auf dem Wege der Widerstands- und Kapazitätsänderung ihre Beantwortung mir nötig erscheint, die aber andererseits auch an sich für den Physiker ein allgemeines Interesse haben dürfte; genau so wie der Thomsonsche Schwingungskreis, als dessen Verallgemeinerung sich meine Anordnung herausstellen wird, den theoretischen und Experimentalphysiker schon lange beschäftigt hatte, ehe die drahtlose Telegraphie entstand, die auf Thomsons Untersuchungen aufbaute.

§ 1. Die physikalische Fragestellung.

Gegeben sei ein Kondensatorkreis mit Kapazität C, Widerstand R und Selbstinduktion L der Strombahn[1]) (Fig. 1). Damit die Verhältnisse möglichst einfach bleiben und unsere Ergebnisse nicht durch Nebeneinflüsse getrübt werden, will ich noch dieselben Einschränkungen machen, die hier William Thomson den von ihm behandelten Schwingungskreisen auferlegte[2]):

1. Die Belegungen des Kondensators seien nur durch die dünne Schicht eines Isolators voneinander getrennt,

2. die Kapazität des Kondensators sei sehr groß gegenüber der des Schließungsdrahtes.

1) Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegraphie. 4. Aufl., S. 445 f. Stuttgart 1016.

2 Für das Fernsprechen mit Draht durch Kapazitätsveränderung liegen bereits einige Arbeiten vor.

3) Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 5, 449 ff., 1912.

1) Zenneck, Lehrbuch, S. 1.

2) Drude-König, Physik des Äthers. 2. Aufl., S. 447 ff. Stuttgart 1912.

Ich will geradezu annehmen, die Kapazität des Drahtes sei o, die des Kondensators also C.

Was die praktische Durchführbarkeit dieser beiden sehr wichtigen Voraussetzungen, die ich in Zukunft als die Thomsonschen Bedingungen bezeichnen werde, anbetrifft, so sei bemerkt, daß die Erfüllung der ersten von ihnen auf keine Schwierigkeit stoßen wird. Ob auch die

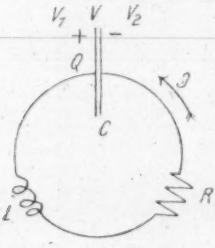


Fig. 1.

zweite Annahme erfüllt ist, muß von Fall zu Fall entschieden werden.

Thomson nahm C, R und L als fest gegebene Größen an. Sei Q die auf der anfangs (d. h. zur Zeit $t = 0$) positiv geladenen Belegung des Kondensators vorhandene Ladung (Elektrizitätsmenge); $V = V_+ - V_-$ die Potentialdifferenz beider Kondensatorplatten, J die Stärke des Stroms, der von der anfänglich positiv geladenen Seite fließt, dann sind $Q(t)$, $V(t)$ und $J(t)$ Lösungen der Differentialgleichung für $y(t)$[1]):

$$\left.\begin{aligned} &L \cdot \frac{d^2y}{dt^2} + R \cdot \frac{dy}{dt} + \frac{y}{C} = 0, \\ &L,\ R,\ C \text{ konstant.} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Die Oszillationen, die bei nicht zu großem Widerstand[2]), $R^2 < \frac{4L}{C}$, auftreten, will ich als die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises bezeichnen.

An die klassischen Ergebnisse Lord Kelvins anknüpfend, möchte ich jetzt seine Untersuchungen auf den Fall ausdehnen, daß R und C sich mit der Zeit ändern. Welche Gestalt wird dann die Differentialgleichung des Vorganges annehmen? Werden wieder Q, V und J derselben Gleichung genügen? Wird sie etwa genau die Gestalt (1) beibehalten, nur daß R und C jetzt Funktionen der Zeit sind? Um das Ergebnis des § 2 vorwegzunehmen: Die Elektrizitätsmenge wird einer Differentialgleichung der alten Form:

$$L \cdot \frac{d^2Q}{dt^2} + R(t)\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C(t)} = 0 \qquad (2)$$

genügen; Spannung und Stromstärke werden durch andere Differentialgleichungen bestimmt, die wir aber nicht aufzustellen brauchen; denn aus Q folgt durch Division V, durch Differentiation J (Formeln 4 b, c).

Um aus (2) $Q(t)$ zu berechnen, nehme ich für C und R zunächst als besonders einfach an, daß diese Größen sich periodisch um einen kleinen Betrag verändern:

$$C(t) = C_0(1 + \varkappa \sin \alpha t) \qquad 0 \leq \varkappa < 1, \quad (3a)$$
$$R(t) = R_0(1 + \lambda \sin \alpha t)^1), \qquad 0 \leq \lambda < 1. \quad (3b)$$

wo R_0 und C_0 positive Konstanten sind. L soll in der ganzen Arbeit konstant bleiben, wenn auch die physikalische Verwirklichung einer nach gegebenen Gesetzen veränderlichen Selbstinduktion auf keine wesentlichen Schwierigkeiten stößt. Die Widerstandsänderung (3b) ist leicht technisch zu verwirklichen, indem man von einem Mikrophon mit Widerstand R_0 ausgeht und diesen mit der Frequenz α zwischen den Grenzen $(1 + \lambda)\ R_0$ und $(1 - \lambda)\ R_0$ schwanken läßt. Ähnlich kann man bei Änderung der Kapazität vorgehen. Da ich unter Kapazität stets die Größe verstehe, der man diesen Namen beilegt, wenn auf dem Kondensator die Verhältnisse der Elektrostatik bestehen, so ist ihr Betrag umgekehrt proportional dem Abstand d der Platten. Lasse ich diesen Abstand zwischen dem $(1 - \varkappa)$ und $(1 + \varkappa)$ fachen Werte des ursprünglichen Betrages d_0 periodisch schwanken: $d = d_0(1 - \varkappa \cdot \sin \alpha t)$, so ändert sich die Kapazität wie:

$$C(t) = \frac{C_0}{1 - \varkappa \cdot \sin \alpha t}. \qquad (3a^*)$$

Dieser Wert weicht von (3a) erst in Gliedern von der Größenordnung $\varkappa^2$ ab, wird daher meist eine brauchbare Annäherung geben.

Das Hauptziel der Arbeit wird, um es noch einmal zusammenzufassen, die Beantwortung der Frage sein:

„Wie hängt die Ladung des Kondensators eines den Thomsonschen Bedingungen genügenden Schwingungskreises von der Zeit ab, wenn ich bei konstanter Selbstinduktion Widerstand und Kapazität nach (3) ändere?“

Für kleine Widerstände werden auch jetzt wieder Oszillationen auftreten, die ich als die freien Schwingungen des Kondensatorkreises bezeichnen will, so daß die Thomsonschen Eigenschwingungen des Kreises den Spezialfall $\varkappa = \lambda = 0$ dieser freien Schwingungen bedeuten. $\varkappa$ und λ werden stets so klein genommen werden, daß ich Glieder mit höherer als erster

1) Drude, S. 449.
2) Drude, S. 450.

1) Vgl. Herrn Pedersens Arbeit: l. c., S. 449.

Potenz in diesen Parametern vernachlässigen kann.

§ 2. Die Differentialgleichungen des Problems.

Das Gesamtverhalten unseres Schwingungskreises kann nur durch partielle Differentialgleichungen richtig beschrieben werden, deren vollständiger Integration unübersteigbare Hindernisse im Wege stehen. Die gewöhnlichen Differentialgleichungen, die ich als Erweiterung von (1) suche, vernachlässigen alle Vorgänge, die im Dielektrikum außerhalb des Kreises stattfinden. Wir haben unsere Bedingungen so gewählt, daß diese Einflüsse fast verschwinden (geringer Abstand der Kondensatorplatten!). Immerhin müssen wir daran denken, daß Begriffe wie Selbstinduktion, Gesamtwiderstand eines Drahtstückes von stationären oder langsam veränderlichen Strömen entnommen sind[1]). Wenn so das Gebiet, in dem die abzuleitenden Differentialgleichungen unbedingte Gültigkeit haben, nicht zu groß genommen werden darf, ist es der Technik vielfach gelungen, durch Einführung von Zusatzgrößen, z. B. eines Zusatzwiderstandes, als Ersatz für Energieumsetzungen im umgebenden Nichtleiter, den Gültigkeitsbereich einer Formel so bedeutend zu erweitern, daß in den Händen eines geschickten Elektrotechnikers unsere Ergebnisse in ausgedehnten Fällen brauchbar bleiben werden.

So bitte ich es zu verstehen, wenn ich zum Beweise der Formel (2) von den drei Gleichungen:

$$J(t)\,R = -L\cdot\frac{dJ}{dt} + V, \tag{4a}$$

$$Q = C(t)\cdot V, \tag{4b}$$

$$J = -\frac{dQ}{dt} \tag{4c}$$

ausgehe, die man z. B. in Drudes Physik des Äthers, S. 448/49 findet. In der Anwendung dieser Beziehungen betrachtet Drude späterhin C als konstant, so daß die späteren Gleichungen, wo $\frac{dC}{dt} = 0$ gesetzt sind, für uns nicht mehr in Betracht kommen. Beim Beweis der Gleichungen (4a—c) ist von der Konstanz von R und C jedoch noch kein Gebrauch gemacht worden, so daß sie als mit der Zeit beliebig veränderlich angesehen werden dürfen. Aus (4c) folgt:

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{d^2Q}{dt^2},$$

daher gibt (4a):

$$-\frac{dQ}{dt}\cdot R(t) = L\cdot\frac{d^2Q}{dt^2} + V.$$

Aus (4b) folgt für $C \neq 0$:

$$V = \frac{Q}{C(t)}, \tag{4d}$$

daher:

$$L\frac{d^2Q(t)}{dt^2} + R(t)\cdot\frac{dQ(t)}{dt} + \frac{Q(t)}{C(t)} = 0. \tag{2}$$

Wenn daraus $Q(t)$ bekannt ist, folgen:

$$V(t) = \frac{Q(t)}{C(t)}; \tag{4d}$$

$$J(t) = -\frac{dQ(t)}{dt}. \tag{4c}$$

§ 3. Die Lösung der Differentialgleichung.

Indem ich in (2) die Werte (3a) und (3b) von C und R einsetze, erhalte ich die Differentialgleichung:

$$\left.\begin{aligned} &L\frac{d^2Q}{dt^2} + R_0\frac{dQ}{dt}(1+\lambda\sin\alpha t) + \\ &+\frac{Q}{C_0(1+\varkappa\cdot\sin\alpha t)} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{5*}$$

Ich setze (6a) $\alpha t = x$, (6b) $Q(t) = y(x)$, dann ist:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dx}\cdot\frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dx}\cdot\frac{dx}{dt} = \alpha\cdot y';$$

es wird:

$$\alpha^2 L y'' + \alpha R_0(1+\lambda\sin x)\,y' + \\ + \frac{y}{C_0(1+\varkappa\sin x)} = 0.$$

Durch die Abkürzungen (6c):

$$2\delta = \frac{R_0}{\alpha L} \text{ und (6d) } h = +\frac{1}{\alpha\sqrt{C_0 L}}$$

wird (5*) auf die einfachere Form gebracht:

$$y'' + 2\delta\cdot y'(1+\lambda\sin x) + \frac{h^2 y}{1+\varkappa\cdot\sin x} = 0. \tag{5}$$

Dies ist eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren Koeffizienten sich für alle Werte der komplexen Veränderlichen x analytisch verhalten mit Ausnahme der Punkte, in denen der auftretende Nenner verschwindet:

$$1 + \varkappa\cdot\sin x = 0. \tag{7}$$

Dort treten singuläre Stellen auf (Pole erster und für $\varkappa = \pm 1$ zweiter Ordnung). Da für uns nur Werte $0 \leqq \varkappa < 1$ in Betracht kommen, und für reelle x $|\sin x| \leqq 1$, verhalten sich die Koeffizienten von (5) für alle reellen x regulär. Nach bekannten Sätzen über Differentialgleichungen hat (5) für jedes Paar von Anfangswerten $y(0)$ und $y'(0)$ genau eine Lösung, die sich in der ganzen Ebene, höchstens mit Ausnahme der

1) Vgl Sommerfeld, Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. Ann. d. Phys. 67, 235 f., 1899.

singulären Stellen der Koeffizienten, d. h. der x-Werte, die (7) erfüllen, analytisch verhält. Die Lösung ist auch analytisch in den Parametern $\varkappa$ und λ[1]), kann also in eine Potenzreihe nach diesen Größen entwickelt werden. Da ich von der Lösung $y(x) = o$, die den Anfangswerten $y(o) = y'(o) = o$ entspricht, in Zukunft absehe, kann ich das Integral in der Form schreiben:

$$y(x) = e^{\int_0^x z(t)\,dt}. \qquad (8)$$

Dann ist:

$$y' = z(x) \cdot y\,;\quad y'' = (z^2 + z')\,y.$$

So ergibt sich die Differentialgleichung für $z(x)$:

$$z' + z^2 + 2\delta z \cdot (1 + \lambda \cdot \sin x) + \frac{h^2}{1 + \varkappa \cdot \sin x} = o. \qquad (9)$$

Ich setze:

$$z = z_j(x) + \varkappa \cdot z_2(x) + \lambda z_3(x) + \bar{z}(x), \qquad (10)$$

wo $\bar{z}(x)$ λ und $\varkappa$ in mindestens zweiter Ordnung enthält, so daß ich es für kleine λ und $\varkappa$ vernachlässigen kann; die Lösung ist ja analytisch in $\varkappa$ und λ.

Die Substitution (8) ist so eingerichtet, daß sich aus dem klassischen Fall:

$$\varkappa = \lambda = o$$

z_j als eine Konstante ergibt:

$$\left.\begin{aligned} z_j &= -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - h^2} \qquad j = o, 1. \\ &= -\delta + i\Delta_j\,;\quad \Delta_j = (-1)^j \sqrt{h^2 - \delta^2}. \end{aligned}\right| \qquad (11)$$

Für $\delta^2 < h^2$, d. h. $R_0^2 < \dfrac{4L}{C_0}$ stellt dies eine Schwingung dar. Bis auf eine willkürliche Konstante als Faktor und eine Phasenverschiebung ist in diesem Fall:

$$Q(t) = e^{-\frac{R_0}{2L} \cdot t} \cos \omega t \cdot \qquad (12)$$

Für die Frequenz $\omega > o$ dieser Eigenschwingung gilt:

$$\omega^2 = \frac{1}{C_0 L} - \frac{R_0^2}{4L^2}. \qquad (13)$$

Auf diese bekannten Formeln werde ich nachher zurückgreifen.

a) $\lambda = o \quad o \leqq \varkappa < 1.$

Es genügt mir, zwei partikuläre Integrale von (9) zu kennen. Ich will jetzt $z_2(x)$ berechnen. Ich behaupte, ich kann es in der Form $z_2 = A_j \cos x + B_j \sin x$ schreiben, wo A und B konstant sind. Daß heißt, ich setze an für $\lambda = o$:

$$z(x) = z_j + \varkappa (A_j \cos x + B_j \sin x) + \varkappa^2 \ldots \qquad (11a)$$

Daraus:

$$z'(x) = \varkappa (-A_j \sin x + B_j \cos x) + \varkappa^2, \ldots$$

Die Differentialgleichung für $\lambda = o$:

$$z' + z^2 + 2\delta \cdot z + \frac{h^2}{1 + \varkappa \cdot \sin x} = o \qquad (9a)$$

multipliziere ich mit dem Nenner und setze (11a) ein. Die von $\varkappa$ freien Glieder verschwinden wegen (11) von selbst. Da oben bereits darauf hingewiesen wurde, daß z als Potenzreihe in $\varkappa$ darstellbar ist, genügt es zum Beweis der Behauptung, daß ich z_2 als lineare Funktion von $\cos x$ und $\sin x$ darstellen kann, ein Wertepaar A, B anzugeben, das den Faktor von $\varkappa$ zum Verschwinden bringt. Dieser Koeffizient ist:

$$-A \cdot \sin x + B \cdot \cos x + 2 z_j (A \cos x + B \sin x) + 2\delta (A \cos x + B \sin x) + z_j^2 \sin x + 2\delta z_j \sin x.$$

Er ist gleich Null, wenn die Faktoren von $\sin x$ und von $\cos x$ einzeln verschwinden, d. h. wenn:

$$\left.\begin{aligned} -A + 2(z_j + \delta) B + z_j^2 + 2\delta z_j &= o, \\ 2(z_j + \delta) A + B &= o, \end{aligned}\right|$$

oder

$$\left.\begin{aligned} -A + 2i\Delta_j \cdot B &= h^2, \\ 2i\Delta_j A + B &= o. \end{aligned}\right| \qquad (13a)$$

Dies Paar linearer Gleichungen hat eine Lösung, wenn seine Determinante:

$$D = \begin{vmatrix} -1 & 2i\Delta_j \\ 2i\Delta_j & 1 \end{vmatrix} = 4\Delta^2 - 1 \neq o.$$

Es ist nach (11), (6) und (13):

$$\Delta^2 = h^2 - \delta^2 = \frac{1}{\alpha^2 C_0 L} - \frac{R_0^2}{4\alpha^2 L^2} = \left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^2,$$

$$D = 4\Delta^2 - 1 = 4\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^2 - 1 \text{ ist} = o$$

nur für $\alpha = 2\omega$.

Diese Lösung versagt daher nur, wenn die Frequenz, mit der ich die Kapazität ändere, gleich der doppelten Eigenfrequenz des Kreises ist. In allen anderen Fällen ist:

$$A_j = \frac{h^2}{D}\,;\quad B_j = \frac{-2\Delta_j \cdot h^2}{D} \cdot i \qquad j = 1, 2.$$

In den praktisch vorkommenden Fällen ist stets $\alpha < 2\omega$[1]). Daher gibt es stets (für $j = o$ und $j = 1$ je) ein Wertepaar A_j, B_j, das (11a) erfüllt. Bis auf Glieder höherer Ordnung in $\varkappa$ ist also:

$$z(x) = -\delta + \Delta_j \cdot i + \frac{\varkappa}{D} h^2 (\cos x - 2\Delta_j i \sin x)$$

ein Integral von (9a).

Aus (8) $y(x) = e^{\int_0^x z(t)\,dt}$ folgt, wenn ich Reelles und Imaginäres trenne:

1) Vgl. Schlesinger, Handbuch der Theorie der linearen Differentialgleichungen. I. Bd., S. 14. Leipzig 1895.

1) Vgl. § 4, Fußnote 1.

$$y_j = e^{-\delta x + \varkappa \cdot \frac{h^2}{D} \cdot \sin x} \cdot \left\{ \cos \Delta_0 \left[x + 2\varkappa \frac{h^2}{D} (\cos x - 1) \right] + i(-1)^j \sin \Delta_0 \left[x + 2\varkappa \cdot \frac{h^2}{D} (\cos x - 1) \right] \right\}.$$

Es ist, wenn wir uns der früheren Substitutionen erinnern:

$$\delta x = \delta \alpha t = \frac{R_0}{2L} t \qquad \Delta_0 x = \frac{\omega}{\alpha} \cdot \alpha t = \omega t.$$

Ich setze:

$$F_\varkappa = \frac{h^2}{D} = \frac{1}{\alpha^2 C_0 L \left(4 \frac{\omega^2}{\alpha^2} - 1 \right)} = \frac{1}{C_0 L (4\omega^2 - \alpha^2)}. \tag{14}$$

Wenn dann Q_0 und φ Integrationskonstanten sind, hat bei festem Widerstand und veränderlicher Kapazität die Elektrizitätsmenge den zeitlichen Verlauf:

$$\left.\begin{aligned} Q_\varkappa(t) &= Q_0 \cdot e^{-\frac{R_0}{2L} t + \varkappa F_\varkappa \sin \alpha t} \cdot \\ &\cdot \cos \left[\omega t + 2\varkappa F_\varkappa \cdot \frac{\omega}{\alpha} (\cos \alpha t - 1) + \varphi \right] \cdot \end{aligned}\right\} \tag{15a}$$

b) $\varkappa = 0 \quad \lambda \geq 0$.

Um $z_3(x)$ zu berechnen, gehe ich aus von der Differentialgleichung für $\varkappa = 0$:

$$z' + z^2 + 2\delta z \cdot (1 + \lambda \sin x) + h^2 = 0. \tag{9b}$$

Ähnlich wie im Fall (a) setze ich jetzt:

$$z_3(x) = A_j \cos x + B_j \sin x.$$

Ein Nenner braucht diesmal nicht beseitigt zu werden. Im übrigen verlaufen die Rechnungen genau wie vorhin, ich begnüge mich daher diesmal mit Angabe des Ergebnisses:

$$D \cdot A_j = 2\delta^2 - 2\delta \Delta_j i.$$
$$D \cdot B_j = -4\delta \Delta^2 - 4\delta^2 \Delta_j i.$$

Bis auf Glieder höherer Ordnung in λ ist:

$$z(x) = -\delta + \Delta_j i + \lambda \cdot \frac{2\delta}{D} (\delta \cos x - 2\Delta^2 \sin x) + \lambda \frac{2\delta}{D} \cdot \Delta_j i \, (-\cos x - 2\delta \sin x).$$

Von y_j schreibe ich diesmal nur den reellen Teil:

$$\Re(y) = e^{-\delta x + \frac{2\lambda\delta}{D} [\delta \sin x + 2\Delta^2 (\cos x - 1)]} \cdot \cos \Delta_0 \left[x + \frac{2\lambda\delta}{D} (-\sin x + 2\delta (\cos x - 1)) \right].$$

Jetzt, bei fester Kapazität und veränderlichem Widerstand, hat die Elektrizitätsmenge den Verlauf:

$$\left.\begin{aligned} Q_\lambda(t) &= Q_0 \cdot e^{-\frac{R_\lambda}{2L} t + \lambda F_\lambda \sin(\alpha t + \psi) - \lambda \cdot G} \\ &\cdot \cos [\omega t + \lambda (H \cos(\alpha t - \chi) - K) + \varphi], \end{aligned}\right\} \tag{15b}$$

wo:

$$\left.\begin{aligned} F_\lambda &= \frac{R_0}{L(4\omega^2 - \alpha^2)} \sqrt{\left(2\frac{\omega^2}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{R_0}{2L}\right)^2}; \\ G &= \frac{2R_0}{\alpha L \left(4 - \frac{\alpha^2}{\omega^2}\right)}; \\ \operatorname{tg} \psi &= \frac{4\omega^2 L}{\alpha R_0} \qquad -\frac{\pi}{2} < \psi \leqq \frac{\pi}{2}; \\ H &= \frac{\omega R_0}{L(4\omega^2 - \alpha^2)} \sqrt{\left(\frac{R_0}{\alpha L}\right)^2 + 1}; \\ \operatorname{tg} \chi &= \frac{\alpha L}{R_0} \qquad -\frac{\pi}{2} < \chi \leqq \frac{\pi}{2}; \\ K &= \frac{R_0^2 \omega}{L^2 \alpha (4\omega^2 - \alpha^2)}. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

c) $\varkappa \neq 0; \ \lambda \neq 0$.

Bei gleichzeitiger Änderung von Kapazität und Widerstand werden sich die Wirkungen der reinen Kapazitäts- und der reinen Widerstandsänderung überlagern, da ich nur die ersten Potenzen von $\varkappa$ und λ berücksichtige.

§ 4. Die Elektrizitätsmenge.

Die Werte für $Q_\varkappa$ und Q_λ des vorigen Abschnittes vereinfachen sich bedeutend, wenn wir zwei Annahmen machen, die in der Praxis stets erfüllt sind.

Es sei die Frequenz, mit der ich Widerstand oder Kapazität ändere, sehr klein gegenüber der Eigenfrequenz des Kondensatorkreises und der Widerstand klein genug. In Formeln:

$$\alpha^2 \ll (2\omega)^2 \ ^1), \tag{17a}$$

$$R_0^2 \ll \frac{4L}{C_0}. \tag{17b}$$

Aus (13) und (17b) folgt, daß angenähert:

$$\omega^2 = \frac{1}{C_0 L}.$$

Bei den folgenden Formeln lasse ich einfache Zwischenrechnungen wieder weg. Es wird dann angenähert:

$$\left.\begin{aligned} F_\varkappa &= \tfrac{1}{4}. \\ Q_\varkappa(t) &= Q_0 \cdot e^{-\frac{R_\varkappa}{2L} t + \frac{\varkappa}{4} \sin \alpha t} \\ &\cos \left[\omega t - \varkappa \cdot \frac{\omega}{2\alpha} (1 - \cos \alpha t) + \varphi \right]. \end{aligned}\right\} \tag{18a}$$

Ein Vergleich mit der Thomsonschen Formel ($\varkappa = 0$) zeigt, daß hier wie dort Schwingungen mit der Eigenfrequenz ω auftreten, über die sich bedeutend langsamere mit der Frequenz α der

1) Sei die Eigenfrequenz eines Kreises, wie er in der drahtlosen Telegraphie benutzt wird, z. B. $\omega = 10^6$. Die Frequenz der menschlichen Stimme ist im ungünstigsten Falle $\alpha = 2 \cdot 10^4$. Selbst dann ist $(\alpha : 2\omega)^2 = 10^{-4}$ gegen 1 zu vernachlässigen.

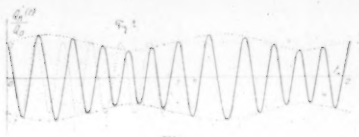


Fig. 2.

Kapazitätsänderung lagern. Diese machen sich auf doppelte Weise bemerkbar (vgl. Fig. 2!):

1. Die Amplitude der Schwingung multipliziert sich ständig mit dem Faktor $e^{\frac{\varkappa}{4}\cdot\sin\alpha t}$, genähert $=\left(1+\frac{\varkappa}{4}\cdot\sin\alpha t\right)$. Die Amplitude der Schwingung schwingt selbst wieder, und zwar mit einer Amplitude, die das $\frac{\varkappa}{4}$fache der Gesamtamplitude ist. Proportionalität mit $\varkappa$ war von vornherein zu erwarten. Daß aber im übrigen ein Faktor $\frac{1}{4}$ auftritt, derselbe bei allen Kondensatorkreisen unabhängig von R_0, L, C_0 und auch unabhängig von α, zeichnet die Kapazitätsänderung vor der Widerstandsänderung aus.

2. Die Nullstellen (Knoten) der Schwingung, d. h. die Stellen, an denen:

$$\omega\left(t-\frac{\varkappa}{2\alpha}(1-\cos\alpha t)\right)$$

ein ungerades Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$, treten um die Zeit $\varkappa\cdot\frac{1-\cos\alpha t}{2\alpha}$ später auf als bei gewöhnlicher gedämpfter Schwingung.

Fig. 2 soll dies Verhalten an einem Beispiel veranschaulichen[1]).

Die Größen, die in der Formel für Q_λ auftreten, vereinfachen sich nicht ganz so stark. Es wird genähert:

$$\left.\begin{aligned} G &= \frac{R_0}{2\alpha L}\cdot\\ \text{Weiter wird:}&\\ F_\lambda &= G,\\ \psi &= \frac{\pi}{2},\\ \operatorname{ctg}\chi &= 2G,\\ H &= \frac{G}{2}\cdot\frac{\alpha}{\omega}\sqrt{(2G)^2+1},\\ K &= \frac{\alpha}{\omega}\cdot G^2. \end{aligned}\right\} \quad (16^*)$$

1) Es wurde gesetzt: $\varkappa=\frac{4}{15}\pi$; $\alpha=2\pi$; $\omega=12\pi$. (Für diese noch nicht sehr kleinen Werte von $\varkappa$ und $\frac{\alpha}{\omega}$ entschied ich mich um der Deutlichkeit der Zeichnung willen.) $R_0=0$. Zum Vergleich ist die dem Werte $\varkappa=0$ entsprechende Sinuskurve punktiert mit eingezeichnet. Strich-punktiert: Kurve der Amplitudenschwankungen.

Die Größe G, die hier überall auftritt, hängt nicht nur von den Konstanten des Kondensatorkreises, sondern auch noch von der Frequenz α ab. Die Amplitude von $Q_\lambda(t)$ ist:

$$Q_0\cdot e^{-\frac{R_0}{2L}t+\lambda\cdot\frac{R_0}{2\alpha L}(\cos\alpha t-1)}. \quad (18b)$$

Auch hier schwankt infolge Veränderung des Widerstandes die Amplitude, sie verkleinert sich um den Faktor:

$$\left[1-\lambda\cdot\frac{R_0}{2\alpha L}(1-\cos\alpha t)\right].$$

Doppelt so hohe Frequenz α hat nur halbe Wirkung! Ist der Widerstand ein Mikrophon, das durch die Sprache in Bewegung gesetzt wird, so hat ein hoher Ton eine geringere Wirkung auf die Amplitudenänderung der Schwingung der Elektrizitätsmengen. Genauer wirkt die Oktave nur halb so stark wie der Grundton. Bei Änderung der Kapazität treten derartige Unterschiede bei verschiedenen Tonhöhen nicht auf. Da man bestrebt sein wird, den Widerstand möglichst klein zu wählen, wird meist:

$$\frac{R_0}{2\alpha L}<\frac{1}{4}$$

sein, so daß die relative Widerstandsänderung λ größer als die relative Kapazitätsänderung $\varkappa$ genommen werden muß, um dieselbe Wirkung auf die Schwingung der Elektrizitätsmenge zu erhalten. Damit die Wirkung beidemal dieselbe ist, muß sich verhalten:

$$\varkappa:\lambda=2R_0:\alpha L.$$

§ 5. Die Spannung.

Es ist (4b) $Q=C\cdot V$.

Daher ist bei veränderlichem Widerstand:

$$V_\lambda=\frac{Q_\lambda}{C_0}. \quad (19b)$$

Der konstante Faktor C_0 bewirkt, daß für die Spannung bei veränderlichem Widerstand genau das gilt, was oben für Q_λ gesagt wurde. Ladung und Spannung stimmen bis auf den Faktor C_0 überein.

Bei veränderlicher Kapazität ist:

$$V_\varkappa=\frac{Q_\varkappa}{C_0(1+\varkappa\cdot\sin\alpha t)}. \quad (19a)$$

Die Amplitude von $Q_\varkappa$ ändert sich bei Kapazitätsveränderung um den Faktor $e^{\frac{\varkappa}{4}\cdot\sin\alpha t}$. Die Spannungsschwingung wird daher in ihrer Amplitude um den Faktor:

$$\frac{\frac{\varkappa}{4}\cdot\sin\alpha t}{1+\varkappa\cdot\sin\alpha t},\ \text{d. h.}\ (1-\tfrac{3}{4}\varkappa\sin\alpha t)$$

geändert. Auch hier behält das oben für die Elektrizitätsmenge Gesagte volle Gültigkeit, statt des Faktors $\frac{1}{4}$ tritt jetzt der noch absolut größere Faktor $-\frac{3}{4}$ auf. Auch diese Zahl ist unabhängig von der Frequenz α, so daß bei verschiedenen Tonhöhen das Stärkeverhältnis im Einfluß der einzelnen Töne erhalten bleibt. In diesem Fall haben wir gleiche Wirkung auf die verhältnismäßige Amplitudenveränderung, wenn sich verhält:

$$\varkappa:\lambda = 2R_0:3\alpha L.$$

§ 6. Nicht rein-sinusförmige Änderungen.

Es ist bisher immer nur von einer Änderung der Kapazität oder des Widerstandes um einen Faktor $1+\varkappa\sin\alpha t$ gesprochen worden. Man sah, es entsprach dieser Einwirkung in der Änderung der Spannungsamplitude als „Bild" ein Faktor:

a) $1-\frac{3}{4}\cdot\varkappa\cdot\sin\alpha t$ bei Kapazitätsänderung,

b) $1-\varkappa\dfrac{R_0}{2L}\cdot\dfrac{1-\cos\alpha t}{\alpha}=1-\varkappa\dfrac{R_0}{2L}\displaystyle\int_0^t\sin\alpha x\,dx$

bei Widerstandsänderung.

Wird jetzt nicht mehr rein sinusförmige Änderung angenommen, sondern eine solche um den Faktor $1+f(t)$, wo $f(t)$ eine klein bleibende periodische Funktion der Gestalt:

$$f(t)=\sum_{\nu=1}^{m}\varkappa_\nu\sin\nu\alpha t$$

ist, so ist das „Bild" im Fall:

a) der Faktor $1-\frac{3}{4}f(t)$,

im Fall:

b) der Faktor $1-\dfrac{R_0}{2L}\displaystyle\int_0^t f(x)\,dx$[1]).

Wie man sieht, gibt die Kapazitätsveränderung das Bild auf $\frac{3}{4}$ der ursprünglichen Größe verkleinert (nicht in absoluter Größe, sondern als Verhältnis der Amplituden zu verstehen!), sonst aber getreu wieder, während bei Widerstandsänderung eine Verzerrung eintritt, die bei großen Frequenzunterschieden beträchtlich werden kann. Dies ist die Wirkung auf die Spannung des Kondensatorkreises. Wie die Stromstärke beeinflußt wird, ist in dieser Arbeit nicht untersucht worden, wohl aber sind die Formeln für $Q_\varkappa(t)$ und $Q_\lambda(t)$ abgeleitet (18a) und (15b), dazu (16*), aus denen durch Differentiation:

$$J=-\frac{dQ}{dt}$$

gebildet werden kann. Hier wurde von einer eingehenden Untersuchung der Stromstärke abgesehen, da die Ergebnisse nicht so charakteristisch sind wie bei Ladung und Spannung, sofern ich außer meinen beiden Bedingungen (17a) und (17b), die ja allgemein erfüllt zu sein pflegen, nicht noch wesentliche Einschränkungen machen will. Die Stromstärke selbst spielt aber auch nicht eine so große Rolle in der Technik der Schwingungen wie die Spannung und vor allem die Ladung. Wohl geht man vielfach von dem Begriff der Stromstärke aus, aber die aus ihr gebildete Funktion, die in der Meßtechnik die größte Bedeutung besitzt, ist $\int J(t)\,dt$, das ist aber wegen (4c) $=-Q$, also bis auf das Vorzeichen gerade die Ladung.

Ergebnisse.

Die vorliegende Arbeit behandelt eine Verallgemeinerung des bekannten Thomsonschen Schwingungskreises: Kapazität und Widerstand sind nicht mehr konstant, sondern ändern sich mit der Zeit. Während bei Thomson Ladung, Spannung und Stromstärke ein und derselben Differentialgleichung genügen, ist dies in dem von mir betrachteten allgemeineren Kondensatorkreise nicht mehr so. Aber die Ladung genügt noch einer Differentialgleichung, die aus der ursprünglichen Thomsonschen entsteht, indem formal C und R durch $C(t)$ und $R(t)$ ersetzt werden. (Übrigens erfüllt bei fester Kapazität auch die Spannung noch dieselbe Differentialgleichung.) Die Differentialgleichung der Ladung habe ich in gewissen wichtigen Fällen angenähert integriert, die Spannung daraus berechnet und den Weg zur Bestimmung der Stromstärke angegeben.

Es werde die Kapazität um den Faktor:

$$1+\varkappa\sin\alpha t,$$

der Widerstand um den Faktor:

$$1+\lambda\sin\alpha t$$

bei kleinem $\varkappa$ und λ mit Frequenz α periodisch geändert, die klein ist gegenüber der Eigenfrequenz ω des Schwingungskreises. Wie bei den Thomsonschen Eigenschwingungen treten auch bei uns bei kleinem Widerstande Schwingungen der Ladung, Spannung und Stromstärke um den Wert 0 auf. Die Zeiten, die zwischen zwei Nullagen (Knoten) verstreichen, ändern sich jetzt periodisch. Auch die Amplituden der Schwingung schwingen selbst mit der Zeit. Dies Ergebnis dürfte praktisch besonders wichtig sein, da in der drahtlosen Technik gerade die Amplituden der Schwingung beachtet werden. Um es deutlich zusammenzufassen, führe ich eine Bezeichnung ein: Wenn Kapazität oder Widerstand um den Faktor $1+f(t)$ geändert werden,

[1]) Beweis: die in $\varkappa$ linearen Glieder überlagern sich, quadratische und höhere Glieder werden vernachlässigt.

so mag sich daraus eine Änderung der Amplitude der Schwingung (von Ladung, Spannung oder Stromstärke) um den Faktor $1 + g(t)$ ergeben. Ich will dann $g(t)$ als das durch diese Übertragung erhaltene Bild der Funktion $f(t)$ bezeichnen.

Ist $f(t)$ irgend eine Reihe aus lauter Sinusgliedern, deren absoluter Betrag klein gegen 1 bleibt, so ist bei Kapazitätsänderung das Bild von $f(t)$ in bezug auf die Ladung $\frac{1}{2}f(t)$, in bezug auf Spannung $-\frac{1}{2}f(t)$, also zwar etwas verkleinert, sonst aber das getreue Abbild der gegebenen Änderung. Wesentlich ist, daß der Maßstab der Verkleinerung nicht nur von $f(t)$, sondern auch von den Größen des Stromkreises unabhängig ist.

Bei Widerstandsänderung ist das Bild von $f(t)$ auf Ladung und Spannung dasselbe, nämlich:

$$-\frac{R_0}{2L}\cdot\int_0^t f(x)\,dx.$$

Der Maßstab dieser Änderung hängt einmal vom Verhältnis Widerstand : Selbstinduktion des Kreises ab, im übrigen tritt im Bilde die Funktion $f(t)$ nicht selbst, sondern ihr Integral auf. Wozu das führt, mag ein Beispiel zeigen: Wenn ich von zwei rein sinusförmigen Schwingungen ausgehe, deren zweite die $n$fache Frequenz der ersten hat, so wird diese im Bild nur $\frac{1}{n}$ mal so stark zum Ausdruck kommen wie die erste. Es tritt also in gewissem Sinne eine unter Umständen erhebliche Verzerrung des Bildes auf — ganz im Gegensatz zur Kapazitätsänderung.

Am Schluß meiner Ausführungen möchte ich Herrn Grandjot für die Sorgfalt danken, mit der er die Formeln nachgerechnet hat.

Göttingen, im Mai 1921.

(Eingegangen 10. Juni 1921.)

Über die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome.

(Antwort an Herrn L. Vegard.)

Von Adolf Smekal.

Herr Vegard wählt in seinen Bemerkungen[1]) zu meiner Notiz[2]) über den obigen Gegenstand den Ausdruck, ich hätte ihm „um eine Basis für meinen Aufsatz zu schaffen" gewisse „Ansichten zugeschrieben", mit denen er sich nicht einverstanden erklären könne. Ich will, um mich der Notwendigkeit einer energischen Zurückweisung dieser Form wissenschaftlicher Polemik zu überheben, lieber annehmen, daß Herr Vegard infolge seiner mangelhaften Kenntnis der deutschen Sprache die Bedeutung dieser Ausdrucksweise bei uns nicht ganz richtig einzuschätzen vermag. —

Zunächst kann ich mit großer Befriedigung feststellen, daß Herr Vegard kein einziges Argument gegen meine Beweisführung der Unzulänglichkeit der Elektronenringvorstellung gefunden hat, daß in irgendeiner Weise exakt mathematisch fundiert wäre. Ich habe entgegen seiner diesbezüglichen, ohne jeden Beleg aufgestellten Behauptung sämtliche möglichen Störungen eines ebenen kreisförmigen Elektronenringsystems berechnet, bis auf die magnetischen, deren Einfluß man vorläufig überhaupt bloß abschätzen kann (dies findet sich in meinen Arbeiten[1]) auch ausdrücklich angegeben). Insbesondere hätte sich Herr Vegard aber auch leicht selbst davon überzeugen können, daß der Effekt der von ihm besonders hervorgehobenen Energieänderungen außerhalb des „Rekombinationsbereiches" im Falle einer „Rekombination von Primärkreisen" vernachlässigbar klein ist; für den Fall der „Rekombination von Sekundärkreisen" ist das Resultat z. B. für K_α in einer früheren Arbeit[2]), auf die ich Herrn Vegard bereits in meiner Notiz aufmerksam gemacht habe, exemplifiziert und gezeigt, daß es auch nicht die Elektronenringvorstellung zu retten vermag.

Herr Vegard meint nun, daß die Erklärung der Unterschiede seiner bloß auf der Annahme ebener Elektronenringanordnungen beruhenden Formeln von den Messungsergebnissen noch eine offene Frage sei, „deren Aufklärung wohl in einer Änderung der dynamischen Spezifikation der Elektronensysteme zu suchen sei." In meiner von Herrn Vegard allein zitierten Notiz hatte ich naturgemäß keinen Anlaß, einen allgemeineren als den von ihm allein behandelten Fall zu diskutieren. Wir wollen also zunächst seine Änderungsvorschläge besprechen, soweit sie zur Rettung der Ringvorstellung dienen sollen. Es werden diesbezüglich, ohne den geringsten Versuch zu rechnerischer Behandlung dieser Fälle, folgende Möglichkeiten genannt: 1. Abweichungen vom Coulombschen Gesetze. 2. Gegenseitige Neigung der Elektronenringe. 3.

1) L. Vegard, diese Zeitschr. **22**, 271, 1921.
2) A. Smekal, diese Zeitschr. **21**, 505, 1920.

1) A. Smekal, Wien. Ber. **128** (2a), 639, 1919; **129** (2a), 635, 1920.
2) F. Reiche u. A. Smekal, Ann. d. Phys. **57**, 124, 1918.

Drehung der Ringe gegeneinander. Gegen Fall 1 liegt mehr als ein triftiger Grund vor, trotzdem habe ich ihn behandelt[1]) und gezeigt, daß er die zum ersten Male von Kossel[2]) sichergestellte Zweizahl der K-Elektronen aus K_α auf Grund der Ringvorstellung nicht ergeben kann. Fall 2 wurde von Reiche und mir[3]) einerseits, Sommerfeld[4]) anderseits behandelt und führt ebenfalls bloß zu negativen Resultaten. Fall 3 wurde zuerst von Reiche und mir[5]) erwähnt und sein Einfluß auf die Röntgenlinienformeln besprochen. Alle von Herrn Vegard zur Rettung der Ringvorstellung genannten Abänderungsvorschläge wurden also bereits früher von mir diskutiert und — soweit angängig — einer rechnerischen Behandlung unterzogen. Meine Ablehnung der Ringvorstellung war daher von vornherein auf jene Basis gestellt, die Herr Vegard in seinen „Bemerkungen" jetzt als bezüglich der Ringvorstellung in Frage kommend, auseinandersetzt und nur seiner Literaturunkenntnis kann es zugeschrieben werden, daß diese Dinge in solchem Zusammenhange nochmals zur Sprache gekommen sind.

Daß es selbstverständlich ausreichend ist, zur Ablehnung der Ringvorstellung bloß kreisförmige Ringzustände zu betrachten, erwähne ich hier bloß deshalb, weil Herr Vegard besonderen Wert darauf legt, daß er das Wort „elliptischer Zustand"[6]) eines Ringes als Erster im Gebiete der Röntgenspektren verwendet hat und weil damit zugleich gesagt ist, daß das numerisch keineswegs einfache Problem der gegenseitigen Störungen zweier in elliptischen Zuständen befindlicher Ringe hier ganz ohne Belang bleibt.

Herr Vegard beschäftigt sich schließlich auch noch mit der von mir aus Störungsgründen abgelehnten Annahme einer „Rekombination von Sekundärkreisen" beim Emissionsvorgang. Nachdem es mir kürzlich gelungen ist zu zeigen, daß das Kombinationsprinzip bei allen Röntgenlinien exakt gültig ist, sofern man nur die Linien zutreffend interpretiert[1]), ist die von Herrn Vegard versuchte Erklärung der Abweichungen von den Kosselschen Beziehungen auf Grund dieser Annahme unrichtig, so daß dieser Punkt also noch aus einem zweiten viel allgemeineren Grunde erledigt ist. Bezüglich des K_β-Kombinationsdefektes hätte dies Herrn Vegard zur Zeit der Abfassung seiner „Bemerkungen" übrigens bereits selbst bekannt sein können, da die richtige Interpretation von K_β bereits vor Jahresfrist unabhängig von Kossel[2]) und von Duane und Stenström[3]) angegeben worden ist.

Soweit endlich Herr Vegard seinen Vorschlag auf „Änderung der dynamischen Spezifikation der Elektronensysteme" unter Aufgabe der Ringvorstellung auf die „Annahme eines dreidimensionalen kinematischen Bildes für die Elektronenbahnen" bezieht, befindet er sich völlig auf dem Gebiete meiner Folgerungen. Von den Born-Landéschen Arbeiten habe ich in meiner Notiz nur gesagt, daß sie die Notwendigkeit der räumlichen Atommodelle sichergestellt haben; jede weitere von Herrn Vegard an die Erwähnung dieser Arbeiten anschließende Kritik betrifft also nicht den Inhalt meiner Notiz. Daß die Landéschen Modelle sich in der Theorie der Röntgenspektren nicht verwenden lassen, habe auch ich gefunden und stehe daher nicht an, Herrn Vegard in diesem einzigen — und zwar außerhalb der Frage nach der Ringvorstellung und dem Inhalt meiner Notiz stehenden Punkte recht zu geben. —

Bezüglich der Leistungen seiner Theorie gibt Herr Vegard nunmehr zu, daß der von ihm erzielte Grad der Übereinstimmung[4]) mit der Erfahrung nicht zu dem Schlusse berechtigt, daß „es kaum mehr möglich ist, daran zu zweifeln, daß die zugrunde liegende Voraussetzung auch der Wirklichkeit entspricht", wenigstens soweit unter dieser „Voraussetzung" komplanare Ringsysteme verstanden werden können. Aber er scheint die qualitative

1) A. Smekal, Mitteil. Ra-Inst. Nr. 129, Wien. Ber. 129 (2a), 455, 1920; § 5.

2) W. Kossel, Zeitschr. f. Phys. **2**, 470, 1920.

3) F. Reiche u. A. Smekal, l. c. und Die Naturwissenschaften **6**, 304, 1918.

4) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **19**, 297, 1918.

5) F. Reiche u. A. Smekal, l. c.; A. Smekal, Wien. Ber. **127** (2a), 1229, 1918, § 4.

6) Von einer rechnerischen Behandlung dieser auch von anderen benutzten (übrigens unzutreffenden) Vorstellung durch Herrn Vegard ist mir nichts bekannt, obwohl Herr Vegard diese Annahme als wesentlichen Zug seiner Theorie bezeichnet: „. . . meine Arbeit über die Erklärung der Röntgenspektren . . . würde . . . gewiß nichts bedeuten . . . . . "

1) A. Smekal, Wien. Ber. **130** (2a), 25, 1921 (Sitzung vom 10. Februar 1921); Zeitschr. f. Phys. **5**, 91, 121, 1921. Zu fast übereinstimmenden Ergebnissen kommt jüngst A. Dauvillier, C. R. **172**, 1350, 1921.

2) W. Kossel, Zeitschr. f. Phys. **1**, 119, 1920.

3) W. Duane u. W. Stenström, Proc. Nat. Acad. **6**, 477, 1920.

4) Die Behauptung von Herrn Vegard, es sei „sinnlos", etwa aus K_α auf die Besetzungszahl des L-„Ringes" zu schließen, weil eine Änderung der letzteren um eine Einheit Änderungen der berechneten Frequenzen von der Größenordnung der Meßfehler verursache, ist unzutreffend, wie man sich z. B. auf Grund der Tabelle II der Krooschen Arbeit (diese Zeitschr. **19**, 307, 1918) überzeugt. Noch viel günstiger liegt die Sache natürlich bezüglich der Siegbahn-Hjalmarschen Präzisionsmessungen.

Wiedergabe des Verlaufes der Hauptlinien mittels der falschen Elektronenbesetzungszahlen $p_1 = 3$, $p_2 = 7$ für einen immerhin wertvollen Zug seiner Theorie anzusehen. Demgegenüber muß betont werden, daß die Ursache dieser qualitativen Übereinstimmung wesentlich durch die vor Herrn Vegards Untersuchungen von Sommerfeld[1]) konstatierte Wasserstoffähnlichkeit der Hauptlinien, sowie die von ihm festgestellte Einquantigkeit des K-, Zweiquantigkeit des L-Terms, usw. bedingt wird. Sieht man von der erledigten Ringvorstellung ab, so gehen die von Herrn Vegard in seiner Theorie gemachten, rechnerisch verwerteten Annahmen in keiner Weise über Kossels frühere Ergebnisse und Sommerfelds Feststellungen von 1916 hinaus, ohne ein der relativistischen Deutung des L-Dubletts gleichwertiges Moment zu enthalten. Insbesondere die Form, in der Herr Vegard in seinen „Bemerkungen" die Grundgleichungen seiner Theorie schreibt, sind nichts anderes als ein adäquater Ausdruck der Kosselschen Vorstellungen vom Emissionsmechanismus der Röntgenlinien, ergänzt durch die, wie wir heute wissen, ganz unzutreffende Annahme, daß die gegenseitigen Störungen der Elektronenschalen (Herr Vegard gebraucht den weniger kennzeichnenden Ausdruck „Elektronensysteme") in erster Annäherung vernachlässigbar klein sind. —

Im Hinblick auf obige Besprechung von Herrn Vegards Kritik meiner oben erwähnten Notiz, halte ich mich für berechtigt, meine dortigen Folgerungen in vollem Umfange aufrecht zu erhalten und hoffe, daß sich Herr Vegard hiervon bei genauerer Einsichtnahme in die Literatur selbst überzeugen wird. Allerdings sind die hier notgedrungen nochmals besprochenen Fragen heute bereits völlig uninteressant. Herr Bohr ist in einer neuen fundamentalen Arbeit, von der bisher leider erst eine Übersicht über die erhaltenen, weitreichenden Resultate erschienen ist, zu einem genaueren Einblick in den Aufbau und die Dynamik der Elektronenhülle der Atome gelangt, welcher allem Anschein nach es ermöglichen wird, eine brauchbare Modelltheorie der Röntgenspektren zu liefern. Gegenüber diesen positiven Ergebnissen, in deren Gefolge die Unmöglichkeit der Ringvorstellung mittels des Korrespondenzprinzipes in wesentlich eleganterer und einfacherer Weise erschlossen worden ist, als in meinen früheren Arbeiten, haben die damaligen umständlichen, im wesentlichen nur zu negativen Aussagen führenden Betrachtungen jetzt das meiste Interesse verloren.

Wien, II. Physikalisches Institut der Universität, Juni 1921.

(Eingegangen 20. Juni 1921.)

[1]) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **51**, 125, 1916.

Bemerkung zur Ostwaldschen sogenannten Farbentheorie.

(Zu O. Meißners Aufsatz: „Kalorimetrische Untersuchungen. VII".)

Von K. W. Fritz Kohlrausch.

Auf S. 268, 1921 dieser Zeitschrift bespricht O. Meißner einige der Einwände, die von mir gegen die Ostwaldsche sog. Farbenlehre erhoben wurden[1]). O. Meißner vermutet eine mißverständliche Auffassung meinerseits und erklärt sich dies aus meiner Unkenntnis des Ostwaldschen Buches „Physikalische Farbenlehre". In der Tat war mir dieses Buch unbekannt und ist es auch heute noch; wenn ich aber bedenke, daß ich bisher in 32 verschiedenen Aufsätzen in Denkschriften, Akademieberichten, Zeitschriften usw. die Farbenlehre dargestellt gefunden habe, so gebe ich die Hoffnung auf, in einer 33. Fassung etwas Neues zu finden, wenn in den 32 andern Aufsätzen immer dasselbe steht.

Auf O. Meißners „Gegenbeweise" näher einzugehen bin ich nicht in der Lage; ich halte eine Diskussion in diesem Falle für aussichtslos. Herrn Meißners Standpunkt charakterisiert sich durch den letzten Absatz des 2. Punktes der obzitierten Schrift; es heißt dort: „Schließlich spricht im Kapitel 14 des zitierten Werkes Ostwald ausdrücklich von Farben mit gleichen Kennzahlen, die verschiedenartige Emissionskurven haben, bezeichnet sie als „metamer", erklärt sie für tatsächlich vorhanden und behauptet, im Gegensatz zu Kohlrausch, daß sie auch auf das menschliche Auge denselben Eindruck machen. Mit Rücksicht auf die Heringsche Theorie und die Tatsache der Dreidimensionalität des Farbkörpers halte ich diese Ansicht für richtig, kann sie aber wegen Mangels der nötigen experimentellen Hilfsmittel nicht verifizieren."

Für alle Leser, die sich ein wenig mit der Farbenlehre befaßt haben, könnte ich durch den Hinweis auf diesen Absatz die Meißnersche Verteidigung als genügend bewertet ansehen. Für diejenigen, die diesem Spe-

[1]) Diese Zeitschr. **21**, 473, 1920.

zialkapitel fremd gegenüberstehen, füge ich erläuternd hinzu: Unsere ganzen Anschauungen von der Funktionsweise des farbigen Sehens beruhen auf der bekannten Tatsache, daß es physikalisch verschiedene Lichter gibt, die als gleichfarbig empfunden werden. Wir, die wir nicht „veil" sondern „violett" sagen, nennen sie „gleichaussehende Lichter"; Ostwald sagt „metamer". Diese Tatsache ist qualitativ und quantitativ in den Aussagen der Farbengleichungen niedergelegt, die wir, um nur einige Namen zu nennen, Maxwell, Helmholtz, König, Hering usw. verdanken und die als exaktes Tatsachenmaterial jeder Sehtheorie zugrunde gelegt werden müssen. — Es muß wohl ein Mißverständnis sein, wenn Herr Meißner meint, ich wolle meine eigene Anschauungsbasis verleugnen; es muß ein Mißverständnis sein, wenn Herr Meißner meint, daß wir auf W. Ostwalds Behauptung von der Existenz solcher „metamerer" Kurven angewiesen seien, wir haben hierüber ein sehr ausgiebiges und fundiertes Zahlenmaterial. Ein von so erstklassigen Experimentatoren gewonnenes Zahlenmaterial, daß auch Herr Meißner selbst ihm bedenklos Vertrauen entgegenbringen kann und — falls er noch nie mit einem Farbenkreisel gearbeitet hat — dies nicht erst abzuwarten braucht, um an die Existenz gleich aussehender Pigmente mit verschiedenen Remissionskurven zu glauben. Jedenfalls macht mir der Inhalt dieses wiederzitierten Absatzes es begreiflich, daß auch alle anderen Bemerkungen O. Meißners gegenüber meinen Einwürfen so wenig die Sache treffen, daß ich auf eine Widerlegung wohl verzichten kann.

Ich möchte aber die Gelegenheit nicht versäumen, meinem lebhaften Bedauern Ausdruck zu geben, daß nicht Wilhelm Ostwald selbst für seine Lehre einsteht; da ich Herrn Geheimrat Ostwald im Vorjahre meine Arbeit übersendet und da ich ihn außerdem vor einigen Monaten brieflich ersucht habe, im Interesse der Sache und des Fortschrittes Stellung zu nehmen, so muß ich annehmen, daß er, der sich immer über den Mangel an Beachtung beklagt, die seine Lehre in der Wissenschaft fände, dies nicht aus Versehen unterläßt. Deshalb und wegen der nicht zu leugnenden Gefahr, die in jener Flut von mehr oder wenig gleichlautenden Propaganda-Schriften liegt, wiederhole ich nochmals das Schlußurteil meiner vorjährigen Studie: Die Ostwaldsche sog. Farbenlehre ist eine für viele Zwecke und für die erste Orientierung vielleicht ganz geeignete Faustregel zur Klassifizierung der Pigmente; vom wissenschaftlichen Standpunkt aus betrachtet ist sie wegen ihrer Unzulänglichkeit keineswegs zu begrüßen.

Graz, I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 20. Juni 1921.

(Eingegangen 23. Juni 1921.)

Über die Wärmeausdehnung der Aluminium-Zink-Legierungen.

Von Alfred Schulze.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Da die Aluminium-Zink-Legierungen in letzter Zeit einige technische Bedeutung erlangt haben, so scheint es von Wichtigkeit zu sein, das Verhalten dieser Legierungen hinsichtlich ihrer thermischen Ausdehnung genauer zu studieren.

Die Ausdehnungsbestimmungen erfolgten nach der Rohrmethode[1]). Es wurden Stäbe von 22 cm Länge und 0,7 cm Durchmesser, die mit ebenen Endflächen versehen waren, benutzt. Der Versuchsstab ruhte in einem Umhüllungsrohr aus Jenaer Glas 1565^{III} (Supramexglas) auf einer im Boden des Rohres eingeschmolzenen stumpfen Spitze. Auf die obere Fläche des Versuchsstabes setzt sich ein Glasstab aus demselben Jenaer Glas 1565^{III} wiederum mit einer stumpfen Spitze auf, der bis an das Ende des Umhüllungsrohres reicht. Beide sind auf einen halbkreisförmigen Querschnitt abgeschliffen. Auf den ebenen Schliffflächen sind Teilungen angebracht, aus deren Verschiebung gegeneinander die relative Ausdehnung des Versuchsstabes gegen das Umhüllungsrohr ermittelt werden kann. Mit Hilfe der Werte, die die Formel[2]):

$$\Delta l = 0{,}3306 \cdot \tau + 0{,}014574 \cdot \tau^2$$

(Δl = Längenänderung in mm/m; $\tau = \frac{t}{100}$ in dem Temperaturgebiet von $t = 0^0$ bis 500^0) für die Ausdehnung des Glases 1565^{III} ergibt, konnte der absolute Wert der Ausdehnung des Versuchsstabes angegeben werden.

Außer reinem Aluminium und reinem Zink wurden sieben Legierungen (12,5 Proz.; 25 Proz.; 37,5 Proz.; 50 Proz.; 62,5 Proz.; 75 Proz.; 87,5 Proz. Al) untersucht, die von der Chemischen Fabrik Griesheim-Elektron in Frankfurt a. M. der Reichsanstalt zur Verfügung gestellt waren. Die Beobachtungen wurden außer im Wasserbade (bei Zimmertemperatur) bei 100^0 im Wasser-

1) Henning, Ann. d. Phys. (4) **22**, 631—639. 1907.
2) Scheel, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **38**, 98, 1918.

dampf, bei 200° im Methylbenzoatdampf und in höheren Temperaturen im elektrisch geheizten Salpeterbad angestellt. Vor Beginn der Messungen wurden die Stäbe (100 Proz.; 87,5 Proz.; 75 Proz. Al) auf 420°, die übrigen Stäbe auf 320° angelassen.

In der nebenstehenden Zahlentafel sind die gemessenen Längenänderungen der 9 Versuchsstäbe zwischen 20° und t°, bezogen auf mm/m, zusammengestellt. Die einzelnen Zahlen sind Mittelwerte aus je einer Meßreihe. Die Meßergebnisse haben eine Genauigkeit von ungefähr 1 Proz.

Der Aluminiumstab zeigt eine wenig geringere Ausdehnung als die von Scheel[1]) gemessenen; der Unterschied beträgt 3 Proz. bei 400°. Dagegen sind die Werte für die Ausdehnung des Zinks außerordentlich hoch. Nach unseren Messungen ist Δl zwischen 20° und 100°: 2,91 mm/m. Das entspricht einem mittleren Ausdehnungskoeffizienten

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l \cdot \Delta t} = 36{,}4 \cdot 10^{-6}.$$

Thermische Nachwirkungen traten nicht auf. Für käufliches Zink, das starke thermische Nachwirkung zeigt, ist früher etwa $\alpha^0_{/100} = 30 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Für reines Zink sind, wie schon von Thiesen, Scheel und Sell[2]) gefunden wurde, Ausdehnung und Nachwirkung geringer ($\alpha^0_{/100} = 26{,}3 \cdot 10^{-6}$). Das von Grüneisen[3]) untersuchte reine Metall wies sogar nur einen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha^{16}_{/100} = 17 \cdot 10^{-6}$ auf. Worauf der jetzt gefundene hohe Wert zurückzuführen ist, bleibt noch weiteren Untersuchungen vorbehalten. Durch Verunreinigungen ist er nicht zu erklären. Denn wie die Analyse ergab, die im chemischen Laboratorium der Reichsanstalt von Herrn Dr. Hüttner ausgeführt wurde, enthielt das Zink nur 0,2 Proz. Blei, 0,05 Proz. Eisen und eine Spur Kieselsäure. In dem Temperaturgebiet von 20° bis 300° läßt sich die thermische Ausdehnung von Zink durch eine quadratische Interpolationsformel gut darstellen (siehe die Zahlentafel).

In der gleichen Weise ist dies für reines Aluminium, sowie für die Legierungen mit 87,5 und 75 Proz. Al in dem Temperaturgebiet von 20° bis 400° der Fall. Bei den anderen untersuchten Legierungen ist der Verlauf der Ausdehnungskurve komplizierter (siehe nebenstehende Figur). Während für die Legierung mit 75 Proz. Al bei steigender und fallender

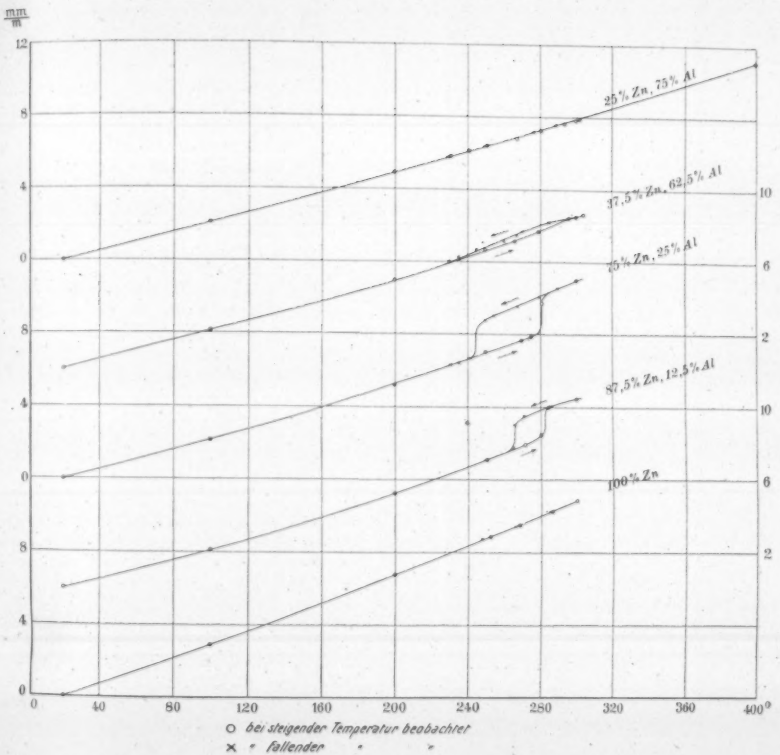
Die Längenänderungen der Aluminium-Zink-Legierungen zwischen 20° und t^0 in mm/m.

t^0	0 Proz. Zn 100 Proz. Al		12,5 Proz. Zn 87,5 Proz. Al		25 Proz. Zn 75 Proz. Al		37,5 Proz. Zn 62,5 Proz. Al	50 Proz. Zn 50 Proz. Al	62,5 Proz. Zn 37,5 Proz. Al	75 Proz. Zn 25 Proz. Al	87,5 Proz. Zn 12,5 Proz. Al		100 Proz. Zn 0 Proz. Al	
	beob.	Formel	beob.	Formel	beob.	Formel							beob.	Formel
100	1,80	1,90	1,01	1,90	2,09	2,08	2,13	2,12	2,09	2,17	2,11		2,91	2,91
200	4,41	4,41	4,46	4,48	4,87	4,88	4,94	4,97	4,93	5,13	5,24		6,77	6,76
230					5,80	5,75				6,22				
240					5,78	6,05				6,53				
250					9,07	6,35	6,65	6,74	6,86	7,00	7,07		8,79	8,76
260					6,37	6,36	6,95	7,05	7,22	8,75	9,20		9,20	9,17
264							6,93	8,01	6,90					
266							7,34	7,08						
270					6,92		7,24	7,50	7,67	7,05	7,88		9,59	9,58
280					7,24	7,21	7,67	8,05	8,21	9,71	8,43		10,00	9,99
285							8,03	8,78	9,54	10,03	10,03			
290					7,50	7,54	7,24	8,49	7,67	9,62	9,50		10,37	10,40
300	7,06	7,06	7,26	7,26	7,85	7,55	7,69	9,08	9,17	10,52	—		10,80	10,81
400	9,85	9,85	10,30	10,27	11,05	7,86	8,50	9,43	10,21	10,91	9,09			
	$\Delta l =$		$\Delta l =$			11,03					10,45			
	$2{,}30 \cdot t + 0{,}07 \cdot t^2$		$2{,}27 \cdot t + 0{,}10 \cdot t^2$		$\Delta l = 2{,}51 \cdot t + 0{,}004_4 \cdot t^2$								$\Delta l = 3{,}54 \cdot t + 0{,}10 \cdot t^2$	

1) Siehe Holborn, Scheel u. Henning, Wärmetabellen, S. 25.

2) M. Thiesen, K. Scheel u. L. Sell, Wiss. Abhandl. d. Physik.-Techn. Reichsanstalt **2**, S. 75.

3) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. (4) **33**, 33, 1910.



Temperatur dieselben Werte für die thermische Ausdehnung gefunden wurden, ergaben die Messungen an den Legierungen von 62,5 Proz. *Al* an in dem Temperaturgebiet von 250° bis 280° bei fallender Temperatur höhere Werte als bei steigender Temperatur. Dieses eigentümliche Verhalten der Ausdehnung deutet auf eine chemische Umwandlung hin. In der Nähe des Umwandlungspunktes ändert sich die Ausdehnung der Stäbe sprunghaft. Infolge von Verzögerung dieser Umwandlungen bei steigender, sowie bei fallender Temperatur wurden Hysteresisschleifen beobachtet. Ihre Fläche war bei der Legierung mit 28 Proz. *Al* am größten. Wie besondere Versuche zeigten, sind diese Verzögerungserscheinungen von der Zeit unabhängig. Beobachtungen an reinem Zink ergaben sowohl bei steigender wie bei fallender Temperatur dieselben Werte.

Aluminium bildet nun nach den Untersuchungen von Bauer und Vogel[1]) mit Zink bis zu einem Gehalt von 70 Proz. Mischkristalle. Bei 443° findet eine Umsetzung der primär ausscheidenden γ-Mischkristalle (Zink in Aluminium gelöst) mit der Restschmelze zu einer neuen Kristallart von der Zusammensetzung Al_2Zn_3 (mit 21,65 Proz. *Al*) statt, die bei 256° wieder in die beiden Mischkristalle α und γ zerfällt.

Danach ist es also vermutlich die Bildung bzw. der Zerfall der Verbindung Al_2Zn_3, die die Unregelmäßigkeiten in den Kurven der thermischen Ausdehnung hervorrufen. Daß die Verbindung nur in dem Konzentrationsgebiet von 1 bis 70 Proz. *Al* vorhanden ist, findet durch unsere Messungen ebenfalls eine gute

1) O. Bauer u. O. Vogel, Mitteil. a. d. Kgl. Materialprüfungsamt 1915, Heft 3/4, S. 146—198; Zeitschr. f. Metallographie **8**, 101—178, 1916.

Bestätigung, da erst bei der Ausdehnung der Legierung mit 62,5 Proz. *Al* eine Hysteresiserscheinung auftritt.

Charlottenburg, Mai 1921.

(Eingegangen 10. Juni 1921.)

Die Bedeutung des elektrischen Windes für den Induktionsfunken.

Von F. Trey.

Fragestellung. Neben der von Hertz entdeckten Zündung eines elektrischen Entladungsfunkens durch ein ionisierendes Agens haben Elster und Geitel das Löschen eines Funkens mit denselben Mitteln experimentell nachgewiesen, allerdings bei veränderten Nebenumständen. Von Lebedinsky[1]) sind dann, meines Wissens zum erstenmal, beide Effekte nebeneinander an ein und derselben Funkenstrecke, bei unveränderter Funkenlänge, Stromrichtung usw., beobachtet worden, und zwar hat es sich gezeigt, daß ein Induktionsfunke zwischen einer Spitze (+) und einer Kugel (—) von schwachem ultraviolettem Licht gezündet, bei intensivem Licht aber wieder gelöscht wird. Alle bisherigen Erklärungsversuche dieser entgegengesetzten Wirkungen ein und desselben Agens führen übereinstimmend zu der Annahme, daß innerhalb der Funkenstrecke durch die Ionisation zwei Vorgänge veranlaßt werden, welche die Bildung des Funkens in entgegengesetztem Sinne beeinflussen. Über den einen der beiden Vorgänge herrscht volle Einigkeit, indem angenommen wird, daß die erzeugten Ionen direkt den Entladungsvorgang selbst einleiten, ja für die Entstehung eines Funkens unbedingt erforderlich sind. Daraus folgt die Zündwirkung. Der zweite Vorgang muß zurzeit noch als unaufgeklärt betrachtet werden. Es wird in dieser Arbeit die Behauptung aufgestellt, daß der bei starker Ionisierung auftretende intensive elektrische Wind dieser zweite Vorgang ist, und daß also die Steigerung des Windes über eine bestimmte Intensität hinaus das Löschen des Funkens zur Folge hat.

Versuchsanordnung. Das Auftreten beider oben erwähnten Effekte an ein und derselben Funkenstrecke ist nicht immer leicht zu erhalten. Es hat sich erwiesen, daß eine geringe Änderung der Schärfe der Nadelspitze entscheidend wirken kann. Das Ausschlaggebende ist hierbei jedenfalls die Veränderung des elektrischen Feldes. Es konnte denn auch gezeigt werden, daß eine Verschiebung eines Metalldiskus auf der Nadel[1]) oder eine entsprechende Veränderung an der Kugelelektrode[2]) ein Zuspitzen oder Entschärfen der Nadel vollständig äquivalent zu ersetzen vermag. Am bequemsten erhält man eine zugleich zünd- und löschempfindliche Funkenstrecke, indem man über der Spitze einen vorne bis auf eine kleine Öffnung geschlossenen Zylinder verschiebt. Auf den Bildern ist dieser bewegliche Teil, hinten mit einer Hartgummiplatte versehen, leicht erkenntlich. Bedeckt der Zylinder die Nadel ganz, so haben wir den einen extremen Fall: einen Funken zwischen zwei stumpfen Elektroden; wird der Zylinder dagegen möglichst weit nach hinten verschoben, so ist bei derselben Nadel das Maximum der Zuspitzung erreicht. Nach einigen Versuchen findet man unschwer die Stellung, bei welcher der Funke schon durch eine schwache Ionisationsquelle, z. B. durch ein Radiumpräparat in großer Entfernung, gezündet wird. Nähert man das Radiumpräparat, so wächst die Häufigkeit der Funken, um dann recht plötzlich von einer bestimmten Entfernung an wieder abzunehmen; geht man noch näher, so bilden sich überhaupt keine Funken mehr (Löschwirkung). Nähert man nun aber das Radium nicht allmählich, sondern so schnell, daß sich in der kurzen Zeit überhaupt kein Funke bilden konnte, dann hat es den Anschein, als habe sich durch das Heranbringen des Radiums in der Funkenstrecke nichts geändert. Es kann nun gezeigt werden, daß dieses doch der Fall ist, und zwar kann die Bildung eines sehr intensiven elektrischen Windes, jedenfalls durch das Radium verursacht, nachgewiesen werden.

Setzt man nämlich die Funkenstrecke vor die Linse (Zeiß-Achromat, Durchmesser 11 cm, Brennweite 166 cm) eines Toeplerschen Schlierenapparates und erzeugt man mit Hilfe eines unterhalb des Funkens befindlichen Hitzdrahtes eine aufsteigende Schliere in der Luft, so läßt sich der elektrische Wind, wie Bild 2 zeigt, sehr gut beobachten. Das Radiumpräparat befindet sich in einem Glasröhrchen, und dieses wiederum, oberhalb der Funkenstrecke, in einem unten offenen Halter aus Glas. Auf eine große Intensität des Windes darf man daraus schließen, daß die warme Luft der Schliere vom Winde weit über die Kugelelektrode hinaus in fast horizontaler Richtung weggetragen wird. Das stimmt mit den großen von Chattock[3]) bestimmten Geschwindigkeiten bis zu 1,8 cm sec

1) Lebedinsky, Journ. d. russ. phys. Gesellsch. **35**, 187, 1908

1) Bontsch-Brujewitsch, Journ. d. russ. phys. Gesellsch. **45**, Heft 8, 1913.

2) F. Trey, Journ. d. russ. phys. Gesellsch. **47**, Heft 6, 1915.

3) Chattock, Phil. Mag. (5) **48**, 401, 1899.

pro 1 Volt/cm überein. Bild 1 weist dieselbe Anordnung, jedoch ohne Radium, auf: die Schliere steigt kerzengerade in die Höhe, obgleich das Induktorium eingeschaltet ist, und es nur einer geringen Ionisationsquelle bedarf, um Funken auszulösen. Daß das Röhrchen mit dem Radium nicht da ist, erkennt man an den hellen Streifen auf dem leeren Halter. Die Geschwindigkeit der aufsteigenden Luft beträgt bei dieser vertikalen Schliere etwa 10 cm/sec. Die ganze Länge der benutzten Aufstellung (Schlierenapparat) betrug 9 m. Die Aufnahmen wurden mit einem Fernrohrobjektiv ($d = 4{,}5$ cm, $f = 53$ cm) gemacht. Als Illuminator diente nach Wood ein Funke eines 30 cm-Induktors zwischen zwei Magnesiumbändchen, die zwischen zwei Spiegelglasscheiben gelegt waren. Der Durchmesser der Originalphotographien beträgt 14 mm.

Die Bildung des elektrischen Windes kann man noch auf folgende Art nachweisen, die zudem eine mehr qualitative Untersuchung der Erscheinung ermöglicht. In der negativen Kugelelektrode wird gegenüber der Spitze eine Höhlung ausgedreht und in diese ein Heizdraht aus Platin (etwa 2 cm lang, Durchmesser 0,1 mm) eingeführt. Dieses Drähtchen (*a*, Fig. 1) stört die

Fig. 1.

Löschwirkung in keiner Weise, gestattet aber leicht die durch den Wind verursachte Abkühlung und dadurch die Intensität des Windes zu beobachten. Es kann sowohl mittels Strom- und Spannungsmessung am Heizdraht die durch Abkühlung verursachte Veränderung des Widerstandes bestimmt werden, als auch direkt mittels eines an den Heizdraht angelöteten Thermoelementes die verursachte Temperaturerniedrigung festgestellt werden. Die im Schema (Fig. 1) verzeichneten Apparate, Ampèremeter und Voltmeter, werden zweckmäßig durch je eine Anordnung nach dem Kompensationsverfahren ersetzt. Die Veränderungen des Widerstandes sind nicht sehr beträchtliche, da ja nicht der ganze Draht vom Winde gleichmäßig getroffen wird. Nach der Mitte des Drahtes zu ist die Abkühlung recht groß, so daß mit Thermoelement und Galvanometer (G I) gut beobachtet werden konnte. In der Tabelle I sind die hierbei erhaltenen Resultate schon in Celsius-Grade umgerechnet angeführt.

Tabelle I.

Nr.		Heizdraht		Thermoelement
		Stromstärke in Amp.	Widerstand in Ohm	Temperatur
1	ohne Ionisation	0,620	0,669	75°
	ionisiert	0,621	0,660	45°
	Differenz	0,001	0,009	30°
2	ohne Ionisation	0,678	0,690	92°
	ionisiert	0,680	0,680	59°
	Differenz	0,002	0,010	33°

Die Abkühlung des Drahtes um 30° bzw. 33° entspricht einer Luftströmung, wie sie durch eine 2 mm weite Düse von einem gewöhnlichen Tretgebläse erzeugt wird. Es sei noch bemerkt, daß ein zufällig übergehender Funke eine geringe vorübergehende Erwärmung des Heizdrahtes zur Folge hat.

Mit einer Funkenstrecke, die in genannter Weise mit einer Vorrichtung zum Messen des elektrischen Windes versehen ist, läßt sich weiter zeigen, daß eine der Löschwirkung vollkommen analoge Erscheinung auftritt, wenn die Entfernung der Elektroden so weit vergrößert wird, daß überhaupt kein Funke, weder mit noch ohne Radium, übergehen kann, natürlich bei gegebener Spannung. Schaltet man nämlich zwischen Kugel und Erde ein empfindliches Galvanometer (G II) (1 mm $= 10^{-8}$ Amp.), so kann die Stromstärke der ohne Funken erfolgenden Elektrizitätsströmung von der Spitze zur Kugel beobachtet, und ihre Abhängigkeit von der Intensität der Ionisierung, bzw. der Nähe des Radiumpräparates ermittelt werden. Gleichzeitig gibt das Thermoelement am Heizdraht die Größe des elektrischen Windes in willkürlichen Einheiten an. An einer Funkenstrecke, die bei geringerem Elektrodenabstand den Löscheffekt gibt, ist dann folgende Beobachtungsreihe gemacht worden:

Tabelle II.

Entfernung des Radiums in cm	∞	50	40	30	20	15	10	5	2
Stromstärke in Amp. $\times 10^{-7}$	0,0	2,1	3,6	4,8	6,0	6,0	3,6	1,2	0,3
Intensität des elektr. Windes	0	14	21	29	34	39	43	44	46

Man sieht (Fig. 2), daß die elektrische Strömung von der Spitze (+) zur Kugel (−) bei einer bestimmten Entfernung des Radiums ein Maximum erreicht, um dann wieder bis auf Null herabzusinken. Demgegenüber nimmt der Wind fast linear zu; nach dem Überschreiten des Strommaximums nimmt der Betrag der Wind-

zunahme etwas ab. Da das Radiumpräparat in Glas eingeschlossen war, wurde die Ionisation in erster Linie durch γ-Strahlen veranlaßt. Jedenfalls waren keine α-Teilchen tätig. Ein Ver-

Fig. 2.

Fig. 3.

such, bei dem die β-Strahlung durch eine Eisenplatte abgeblendet war, ergab im wesentlichen dasselbe Resultat.

Schlußfolgerungen. Zur Erklärung der Löschwirkung ist vielfach der photoelektrische Effekt an der negativen Kugelelektrode herangezogen worden. Es läßt sich nun aber einerseits gar keine Abhängigkeit des Effektes von dem Material der Elektrode feststellen, und andererseits wirkt auch eine in der Nähe der Funkenstrecke gehaltene Spitze durch Ionisation löschend. Daher kann der photoelektrische Effekt weder als Ursache noch als notwendige Bedingung für die Erscheinung des Löschens angesprochen werden. Hingegen kann aber auf Grund der angeführten Versuche der innere Zusammenhang zwischen dem elektrischen Wind und der Löschwirkung wohl als feststehend betrachtet werden. Es fragt sich nur, ob wir es beim elektrischen Wind mit einer Nebenerscheinung oder mit der Ursache der Löschwirkung selbst zu tun haben. Wenn letzteres der Fall sein sollte, müßte ein gezündeter Funke durch eine Luftbewegung in der Richtung von der Spitze zur Kugel gelöscht werden können. Die hierzu angestellten Versuche haben dieses vollauf bestätigt. Ein durch eine Düse hinter der Spitze austretender Luftstrom löschte den Funken regelmäßig. Die rein mechanische Bewegung der Luft kann also für die Löschwirkung verantwortlich gemacht werden. Fragen wir weiter, worin diese Wirkung des Windes wohl bestehen möge, so begeben wir uns auf das Gebiet der Hypothese. Man kann, meines Erachtens, z. B. das Entstehen einer ungeordneten turbulenten Luftbewegung innerhalb der Funkenstrecke, wie sie Bild 2 erkennen läßt, als eine Erscheinung ansprechen, welche die Bildung der Funkenbahn zu stören, ja auch zu verhindern vermag. Die der Bildung einer Funkenbahn vorausgehenden Vorgänge sind ja noch keineswegs endgültig festgestellt; jedenfalls kann aber mit Toepler[1]) angenommen werden, daß jede Funken- bzw. Blitzbahn „durch aneinandergereihte Büschelentladungen geöffnet wird", die sich in der Gegend der größten Konzentration der Kraftlinien bilden. Diese, zuweilen auch glimmlichtartigen, Vorgänge an einzelnen Stellen zwischen den Elektroden sind von so geringer Leuchtkraft und so kurzlebig, daß sie nur sehr schwer zu beobachten sind; auch überdeckt der unmittelbar darauf folgende Funke durch sein intensives Licht die einleitenden Vorgänge vollständig. Sie können aber auf indirektem Wege sichtbar gemacht werden. Beobachtet man bei sehr spitzer Nadel und bei Bedingungen, unter denen nur hin und wieder ein Funke übergeht, eine Funkenstrecke im Schlierenapparat, so erscheint an der Stelle eines jeden Büschels ein kleiner leuchtender Fleck, da sei es nun durch die Temperatur oder auch durch die Druckänderung beim elektrischen Vorgang, die optische Dichte der Luft verändert wird. Auf dem Bilde 3 ist eine Büschelentladung so photographiert worden. Man erkennt von der Spitze ausgehend einen recht intensiven geraden Büschel, fast doppelt so lang als die Spitze selbst. Kurz vor der Kugel ist aber noch ein heller Fleck sichtbar, der einem gesonderten Büschel entspricht. Ich habe bis zu 3 solcher, den Funken vorausgehender „Ionisationsherde" beobachten können. Dieses würde also die Annahme bestätigen, daß die Vernichtung der isolierenden Eigenschaft der Luft beim elektrischen Funken in dem Auftreten solcher gesonderter Büschel oder Ionisationsherde besteht. Eine turbulente Luftbewegung muß diese Vorgänge beeinträchtigen, und so könnte die Löschwirkung des Windes ihre Erklärung finden. Sehr wahrscheinlich ist übrigens, daß auch Raumladungen, sei es direkt oder auch indirekt, durch ihre Beeinflussung des elektrischen Feldes bei der Bildung der Ionisationsherde eine Rolle spielen. Naturgemäß können auch diese durch eine Bewegung der Luft stark beeinflußt werden. Es sei noch betont, daß für das Zustandekommen der Ionisation an solchen vereinzelten Stellen ein schneller Wechsel des elektrischen Feldes notwendige Vorbedingung zu sein scheint, und daher alle erwähnten Erscheinungen als für den Induktionsfunken charakteristisch angesehen werden müssen und mit einer elektrostatischen Maschine gar nicht oder nur in sehr veränderter Gestalt erhalten werden können. Zu ähnlichen Vorstellungen über solche „Explosionszentren" ist auch Mikola[2]) bei der Untersuchung Lichtenbergscher Figuren gelangt. Ob das Gesagte

1) M. Toepler, Meteor. Zeitschr. 1917, S. 238.
2) Mikola, diese Zeitschr. 18, 161, 1917.

zur Erklärung der von Wolfke[1]) gefundenen Umkehrungen der Gleichstromkomponente bei geblasenen Funkenstrecken herangezogen werden kann, soll demnächst noch näher untersucht werden.

Zusammenfassung.

1. Es werden 3 Methoden angegeben, welche die Beobachtung des elektrischen Windes in einer Funkenstrecke ermöglichen.
2. Es sind den Funken vorangehende Büschelentladungen nach der Schlierenmethode photographiert worden.
3. Es wird die Bedeutung des elektrischen Windes für die Vorgänge im Funken, insbesondere für den Löscheffekt, diskutiert.

1) Wolfke, diese Zeitschr. **22**, 123, 1921.

Riga, Phys. Labor. der Hochschule Lettlands.

(Eingegangen 10. Juni 1921.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Stöße langsamer Elektronen.

Von J. Franck.

(Fortsetzung.)

Die benutzte Apparatur ist diejenige der Fig. 7. Die Änderung besteht, wie Fig. 8 versinnbildlicht, in der angewandten Schaltung. Zwischen dem Glühdraht und dem ersten Netz wird den Elektronen ihre Geschwindigkeit gegeben. Zwischen den beiden Netzen stoßen sie mit den Atomen zusammen, ohne daß ihre Geschwindigkeit durch elektrische Felder wesentlich verändert wird. Zwischen dem zweiten Netz und dem Auffänger liegt die starke Spannung, die die Primärelektronen wieder zurückwirft. Die beobachteten Effekte sind die gleichen wie bei der Original-Lenardschen Methode, nur erreicht man eine viel bessere Ausnutzung der Elektronenstöße, so daß man auch schwache Effekte gut nachweisen kann. So erhält man bei Untersuchung der lichtelektrisch ausgelösten Ströme als Funktion der Geschwindigkeit der Primärelektronen von der Resonanzspannung an einen Strom, der jedesmal dann einen verstärkten Anstieg, also einen Knick, in der Kurve zeigt, wenn ein neuer Quantensprung angeregt wird. Natürlich muß man, um alle Feinheiten beobachten zu können, die Elektronenemission sehr konstant halten und als Glühdraht ein möglichst kleines Stück Wolframdraht verwenden, um ein Potentialgefälle längs des Glühdrahtes zu vermeiden. Es ist selbstverständlich, daß nach diesem Verfahren nur solche Spektrallinien untersucht werden können, die einen lichtelektrischen Effekt ergeben, also im Ultravioletten liegen. Der Vorteil der Methode gegenüber dem optischen Nachweis von Spektrallinien liegt darin, daß die Methode keine Begrenzung nach der kurzwelligen Seite des Spektrums hin kennt und Quantenübergänge liefert, die bei Emission oder Absorption von Licht nicht auftreten. Die Korrekturen wegen der Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen müssen durch eine direkte Messung der Anfangsgeschwindigkeit festgestellt werden, oder besser noch ergänzt man das Verfahren durch die Methode des unelastischen Stoßes zur Festlegung des Anfangspunktes des lichtelektrischen Stromes. In manchen Fällen ist das schwierig oder gar nicht durchzuführen, und man kann sich dann durch Zusatz eines Eichgases zu dem zu untersuchenden Gase oder Dampf helfen. Die Anregungsspannungen des Eichgases müssen genau bekannt und leicht kenntlich sein, sie dürfen nicht tiefer liegen als die Ionisierungsspannung des zu eichenden Gases; sonst wird durch das Licht, das das zu untersuchende Gas ausstrahlt, das Eichgas ionisiert, und man erhält ganz verzerrte Kurven. Als bestes Eichgas haben wir Helium wegen seiner hohen Ionisierungsspannung benutzt.

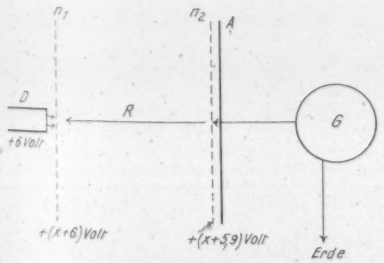


Fig. 8.

Fig. 9 zeigt eine lichtelektrische Kurve, die im Quecksilberdampf, der bisher am sorgfäl-

tigsten durchgemessen ist, von Franck und Einsporn[1]) erhalten wurde. Um das plötzliche Einsetzen des Stromes bei 4,68 Volt deutlicher sichtbar zu machen, ist in der mit I bezeichneten Kurve die Nullinie ein Stück über der Abszissenachse gezeichnet. Die Kurven II

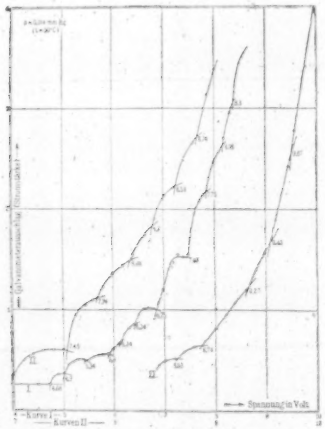


Fig. 9.

sind die Anschlußkurven am Ende von I. Man sieht, daß mit wachsender Spannung immer weitere neue Knicke auftauchen. Die aus der Lage der Knicke nach der kv Beziehung sich ergebenden Wellenlängen sollen bei der Diskussion der Resultate besprochen werden.

Fig. 10.

Fig. 10 zeigt das plötzliche Einsetzen der Ionisation im Quecksilberdampf. Der lichtelektrische Teil der Kurve erstreckt sich bis zum Punkte 10,5 Volt der Spannungsskala; die wahre Ionisierungsspannung liegt nach Anbringung der Korrektur bei 10,38 Volt. Hinweisen möchten wir auf den über ca. 0,8 Volt sich erstreckenden steileren Anstieg der Kurve vor dem eigentlichen Einsetzen der Ionisation. Dieser Anstieg ist nicht nur durch die sich häufenden Linien am Ende der Serie hervorgerufen, sondern auch bedingt durch die Geschwindigkeitsverteilung der Primärelektronen, von denen die wenigen, die besonders schnell sind, schon einen im Vergleich zum lichtelek-

Fig. 11a.

trischen Strom bemerkbaren Ionisationsstrom hervorzurufen vermögen. Will man die Ionisierungsspannung durch Eichung mittels der lichtelektrischen Knicke festlegen, so muß man infolgedessen den Beginn des starken Anstiegs, der in der abgezeichneten Kurve fast senkrecht in die Höhe geht, als Wert für die Ionisierungsspannung einsetzen. Es scheint uns, daß durch unrichtige Interpretation dieser Verhältnisse manche Resultate über Messung der Ionisierungsspannung zu niedrig angegeben sind.

Als ein weiteres Beispiel der Anwendung des lichtelektrischen Verfahrens sollen hier zwei weitere Kurven, die im zweiatomigen

[1]) J. Franck u. E. Einsporn, Zeitschr. f. Phys. **2**, 18, 1920.

Stickstoff durch Brandt (Berliner Dissertation) aufgenommen sind, folgen.

Die obere Kurve zeigt das starke Einsetzen der Ionisation bei 17,75 Volt, wobei die Eichung durch die typischen, mit einem Pfeil bezeichneten Heliumknicke vorgenommen ist. Die untere Kurve zeigt in sehr viel größerem Maßstabe und mit einer sehr großen Häufung der Meßpunkte den zwischen 7,5 Volt und 8,3 Volt liegenden Teil der lichtelektrischen Kurve. Man sieht, wie eng nebeneinander die Knicke gelegen sind, so daß man bei Umrechnung nach der $h\nu$ Beziehung den Charakter einer Bandenstrahlung erkennt. Die

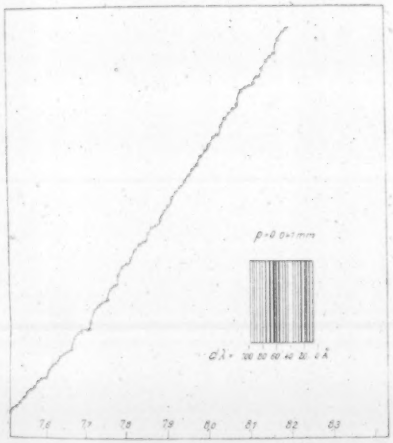


Fig. 11b.

theoretische Seite dieses Resultats wird unter „Resultate" besprochen.

Einen weiteren methodisch interessanten Versuch, die Lenard-Methode zur direkten Unterscheidung zwischen Lichtanregung und Ionisation tauglich zu machen, hat neuerdings Compton[1]) unternommen. Er benutzt die unveränderte Lenard-Schaltung, wie sie Fig. 12 andeutet.

Die Auffangeelektrode ist jedoch bei Compton ein drehbarer Faradaykäfig, der mit einem Drahtnetz bespannt ist; man kann durch Drehung um die Achse A erreichen, daß wahlweise der massive Boden B des Käfigs oder der netzüberspannte Hohlraum H als Auffänger dient. Treffen positive Ionen auf, so muß die beobachtete Aufladung unabhängig sein von der Stellung des Auffängers. Wird dagegen der Faradaykäfig einer lichtelektrisch wirkenden Strahlung ausgesetzt, so muß eine Drehung den Effekt merklich beeinflussen. Wird der Boden getroffen, so verlassen alle ausgelösten Elektronen den Auffänger. Wird die Netzseite exponiert, so verlassen ihn nur diejenigen, die an der Vorderseite des Netzes ausgelöst werden, während alle im Innern des Käfigs entstehenden Elektronen wieder eingefangen werden. Das Verhältnis der Ströme in beiden Stellungen läßt sich berechnen, aber auch durch direkte Eichung durch Bestrahlung mit einer unabhängigen Lichtquelle feststellen.

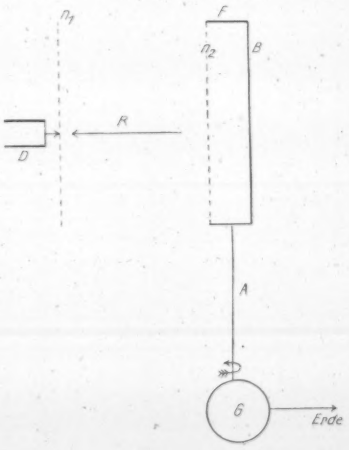


Fig. 12.

Compton hat mit dieser Anordnung Helium untersucht und findet, daß auch im ganz reinen Helium schon von der ersten Grenze der Lichtanregung an eine schwache Ionisation auftritt, während die starke Ionisation bei der von andern Autoren bestimmten Ionisierungsspannung einsetzt. Auch dieses Resultat ist unseres Ermessens durch die oben geschilderte sekundäre Ionisation zu deuten und nicht, wie es Compton vermutet, durch schnell aufeinander folgende Elektronenstöße, die das gleiche Atom treffen. Die Methode darf nur benutzt werden, um Ionisation von Lichtanregung zu unterscheiden, nicht aber, um schwache Ionisation neben einer Lichtanregung nachzuweisen. Will man dieses Problem, das für die Vorgänge im Lichtbogen eine Rolle spielt, lösen, so muß man die Abbremsung der Primärelektronen durch starke Gegenfelder

1) Compton, Phil. Mag. **40**, 553, 1920.

vollkommen vermeiden und versuchen, durch geeignet angebrachte magnetische Felder die Primärelektronen zurückzubiegen. Eine derartige Anordnung wird zurzeit hier im Institute ausprobiert.

Hiermit sind die bisher bekannten Methoden zur Messung von Anregungsspannungen erschöpft. Es sind aber noch zwei weitere Methoden zur Messung der Ionisierungsspannung zu nennen.

Die ältere stammt von Tate und wird in einer großen Zahl von Untersuchungen im Bureau of Standards mit gutem Erfolge in Metalldämpfen angewandt. Sie besteht in einer einfachen Messung der Charakteristik des von einem Glühdraht kommenden Elektronenstromes in dem zu untersuchenden, sehr verdünnten Metalldampfe. Die Bedingungen sind so gewählt, daß ein Teil der Elektronen Zusammenstöße erst ganz nah an der Anode ausführt. Dann erhält man Kuryen, die die Form einer Sättigungskurve anzeigen bis zu dem Punkte, bei dem die Geschwindigkeit der Elektronen zur Ionisierung der Atome genügt. An dieser Stelle setzt ein jäher weiterer Anstieg der Kurve ein.

Die Fig. 13 zeigt ein Beispiel derartiger Messungen, wobei gleichzeitig die Methode der Auswertung der Voltskala durch Untersuchung nach der Methode des unelastischen Stoßes durch darübergedruckte Kurven angedeutet ist. Das Beispiel ist einer Arbeit von Foote, Mohler und Stimson entnommen, die über die Ionisation und Anregungsspannung des Bleidampfes handelt. Selbst bei den hier notwendigen hohen Temperaturen arbeitet, wie man sieht, die Methode noch sehr gut.

Das letzte zu nennende Verfahren ähnelt dem eben besprochenen. Es stammt in der Idee unabhängig von J. J. Thomson und Langmuir, deren Mitarbeiter es ausgeführt haben[1]). Diese Autoren benutzen gewöhnliche Verstärkerröhren mit Füllungen der zu untersuchenden Gase. Nach Langmuir steigt der Elektronenstrom bei starker Glut der Elektrode mit der $^3/_2$ten Potenz der Spannung. Dies Verhalten bleibt, wie oben erwähnt, auch bei Gasfüllung bestehen. Sobald aber positive Ionen durch Stoß erzeugt werden, bricht die Raumladung zusammen, so daß der Strom nunmehr wesentlich schneller ansteigt. Die erste Abweichung vom $v^{3/2}$-Gesetz wird als Ionisierungsspannung genommen. Die Methode ist zweifelhaft in ihrer Anwendung, sobald man Gase mit Elektronenaffinität benutzt. Bei ihrer Anwendung sind die Korrekturen wegen der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen bisher nur geschätzt. Die Anwendung ganz reiner Gase ist notwendig, da man sonst,

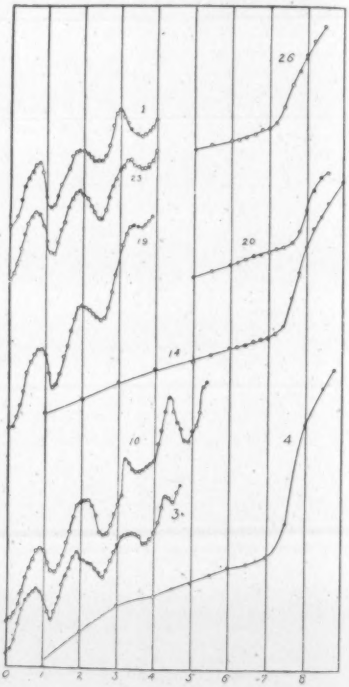


Fig. 13.

wie das z. B. beim Helium geschehen ist, unfreiwillig den Beginn der Lichtanregung statt der Ionisation festlegt. Das kurzwellige Licht ionisiert die Verunreinigungen.

Resultate.

Metalldämpfe. Da in Metalldämpfen und Edelgasen sich keine negativen Ionen bilden, vielmehr die Zusammenstöße der Elektronen mit den Atomen völlig elastisch verlaufen bis auf diejenigen, die die zur Anregung von Quantensprüngen notwendige Energie übertragen, so bieten sich der Untersuchung der Anregungs- und Ionisierungsspannungen in ihnen die kleinsten methodischen Schwierigkeiten. Die Metalldämpfe sind, soweit es sich um solche Metalle handelt, die unter 400 bis

1) Found, Phys. Rev. **15**, 132, 1920.
Stead u. Gossling, Phil. Mag. **40**, 1920.

Tabelle II. Alkalimetalle.

Metall	Resonanzspannungen beob.	Resonanzspannungen ber.	Resonanzlinien $1,5\,S - 2p_1^1$	Ionisierungsspannungen beob.	Ionisierungsspannungen ber.	Seriengrenze $1,5\,S$	Beobachter und Methode
Li	—	1,84 Volt	$\lambda = 6707{,}8$ Å	—	5,36 Volt	$\lambda = 2299{,}7$	—
Na	2,13	2,092 Volt 2,094 „	$\lambda = 5895{,}94$ Å $= 5889{,}97$ Å	5,13 Volt	5,11 Volt	$\lambda = 2412{,}13$	Tate u. Foote, Phil. Mag. **36**, 75, 1918. Unelast. Stoß, Charakteristik.
K	1,55	1,602 Volt 1,609 „	$\lambda = 7699{,}01$ Å $= 7664{,}94$ Å	4,1 Volt	4,32 Volt	$\lambda = 2856{,}7$	„
Rb	1,6	1,55 Volt 1,58 „	$\lambda = 7947{,}6$ Å $= 7800{,}3$ Å	4,1 Volt	4,15 Volt	$\lambda = 2968{,}4$	Foote, Roguley u. Mohler, Phys Rev. **13**, 59, 1919. Unelast. Stoß u. Charakteristik.
Cs	1,48	1,38 Volt 1,45 „	$\lambda = 8943{,}5$ Å $= 8521{,}1$ Å	3,9 Volt	3,87 Volt	$\lambda = 3184{,}3$	„

Tabelle III. Aus der II. Gruppe des periodischen Systems.

Metall	Anregungsspannungen der ersten Glieder der Absorptionsserien Volt beob.	Anregungsspannungen der ersten Glieder der Absorptionsserien Volt ber.	Wellenlängen der Anregungsglieder der Absorptionsserien $1,5\,S - 2p_1$ und $1,5\,S - 2P$	Ionisierungsspannung beob.	Ionisierungsspannung ber.	Seriengrenze $1,5\,S$	Beobachter und Methode
Magnesium	2,65a, b 4,42b	2,7 4,33	4572,65 Å 2853,00 Å	7,75a 8,0b	7,61	1621,7	a) Foote u. Mohler, Phil. Mag. **37**, 33, 1919. Unel. Stoß, Charakteristik. b) Mohler, Foote u. Meggers, Journ. Opt. Soc. Amer. **4**, 364, 1920. Unel. Stoß, Charakteristik.
Calcium	1,90 2,85	1,88 2,92	6574,59 Å 4227,9 Å	6,01	6,09	2027,56	Mohler, Foote u. Stimson, Scient. Papers Bur. of Stand. Nr. 368, 1920. Unel. Stoß, Charakteristik.
Strontium	— —	1,79 2,68	6894,45 Å 4608,61 Å	—	5,67	4608,61	—
Barium	— —	1,56 2,23	7913,52 Å 5537,04 Å	—	5,19	2379,28	—
Zink	4,1a 4,18b 5,65b	4,01 5,77	3076,88 Å 2139,33 Å	9,3a 9,5b	9,35	1319,98	a) Tate u. Foote, Wie bei *Mg*. b) Mohler, Foote u. Meggers, Wie bei *Mg*.
Cadmium	3,88a 3,95b 5,35b	3,78 5,39	3262,09 Å 2288,79 Å	8,92a 9,0b	8,95	1378,69	a) Siehe *Zn*. b) Siehe *Zn*.
Quecksilber	4,9a 4,76b 6,7a 6,45b	4,86 6,67	2537,48 Å 1849,6 Å	a) 10,38 b) 10,2	10,39	1187,96	a) Franck u. Hertz usw. Literatur siehe alter Bericht, ferner Franck u. Einsporn, loc. cit. b) Mohler, Foote u. Meggers, Wie bei *Zn*. Weiteres siehe weiter unten.
Aus der III. Gruppe des periodischen Systems.							
Thallium	1,07	1,07 f 0,95 f	11513 f 13014 f	7,3	—	?	Foote u. Mohler. Wie bei *Mg*.
Aus der IV. Gruppe des periodischen Systems.							
Blei	1,26	1,198 f	10291 f	7,93	—	?	Mohler, Foote und Stimson. Wie bei *Ca*

500° C einen merklichen Dampfdruck haben, wiederum leichter zu behandeln als die Edelgase. Ihrem elektropositiven Charakter entsprechen kleinere Abtrennungsarbeiten der Valenzelektronen, als sie die in Frage kommenden verunreinigenden Gase aufweisen. Kleine Beimengungen verursachen daher keine wesentliche Störung. Ferner liegt bei den Metalldämpfen das Absorptionsspektrum im allgemeinen im gut zugänglichen Spektralgebiet. Die Absorptionsserien sind daher bekannt, und ein Vergleich mit der Bohrschen Atomtheorie läßt sich direkt durchführen. Die Lage der Anregungsspannungen und der Ionisierungsspannungen berechnet sich aus der $h\nu$ Beziehung, und derartige Untersuchungen sind daher jetzt der Hauptsache nach eine Kontrolle des optisch gewonnenen Serienschemas und eine Methode zur Bestimmung des Wertes von h. Wir beschränken uns daher darauf, in den folgenden Tabellen die vielfach bestimmten Werte der Resonanz- und Ionisierungsspannungen der in Frage kommenden Metalle nach Gruppen des periodischen Systems getrennt anzugeben. Den gefundenen Werten werden die theoretischen gegenüber gestellt, wobei diese letzteren berechnet sind unter Benutzung des Wertes $h = 6{,}545 \cdot 10^{-24}$ erg/sec und $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ erg/sec. (Tabelle II.)

Zu bemerken ist zu dieser Tabelle, daß Lithium der Vollständigkeit halber mit aufgenommen ist, obgleich Messungen in diesem Dampf wegen seiner chemischen Eigenschaften wohl schwer auszuführen sein werden. Ferner sieht man, daß die Genauigkeit der Untersuchungen nicht genügte, um für nahe beieinander liegende Dupletlinien getrennte Anregungsspannungen nachweisen zu können. Bei Cäsium mit seinen weitgespannten Duplets hätte die Genauigkeit genügen müssen, jedoch hat sich nur die kurzwelligere Komponente bei dem Verfahren des unelastischen Stoßes bemerkbar gemacht. Der Nachweis der getrennten Anregung sollte jedoch, trotzdem das langwelligere Glied des Duplets schwächer ist, unter geeigneten Versuchsbedingungen gelingen.

Als Gesamtresultat dieser vielen Untersuchungen ergibt sich ein Wert von $h = 6{,}56 \cdot 10^{-27}$ erg/sec. Seine Genauigkeit erreicht beinahe diejenige der Präzisionsbestimmungen. Ferner verdient hervorgehoben zu werden, daß bei den Untersuchungen über Thallium und Blei das Serienschema nicht bekannt ist und somit die Untersuchungen über Elektronenstoß die optisch unbekannte Grenze der Absorptionsserie vorausberechnen lassen.

(Fortsetzung folgt.)

BESPRECHUNGEN.

Friedrich Adler, Ortszeit, Systemzeit, Zonenzeit und das ausgezeichnete Bezugssystem der Elektrodynamik; eine Untersuchung über die Lorentzsche und die Einsteinsche Kinematik. XVI u. 237 S. mit Figuren. Wien 1920, Verlag der Wiener Volksbuchhandlung. M. 40.—.

Die Schrift behandelt kritisch die Kinematik des speziellen Relativitätsprinzips. Der Verfasser beansprucht, in der Einsteinschen Abhandlung von 1905 verschiedene Fehlschlüsse aufgedeckt und das Bestehen eines ausgezeichneten Bezugssystems erwiesen zu haben.

Im ersten Kapitel wird, um den mathematischen Apparat bereitzustellen, ein ruhendes Bezugssystem K zugrunde gelegt. Bei der Ableitung der Transformationsgleichungen wird zunächst die „Voigtsche Ortszeit" verwandt, welche noch keine Raum- und Zeitkontraktionen enthält. Zwei Systeme S und S', welche sich in K mit gleicher Geschwindigkeit in entgegengesetzten Richtungen bewegen, werden als gleichwertig erkannt. Damit sich auch beim Übergang zwischen zwei beliebigen Systemen Kugelwellen in Kugelwellen transformieren, müssen entweder die Zeitkoordinate t und die der Bewegung parallele x-Koordinate, oder die zur Bewegung senkrechten y- und z-Koordinaten variiert werden. Die erste Annahme führt zu den Einsteinschen Transformationsgleichungen; die zweite entspricht einer Dilatation senkrecht zur Bewegungsrichtung, und ist als Sonderfall in einer von H. A. Lorentz angegegebenen Transformation enthalten, welche aus der Einsteinschen durch eine Streckung aller 4 Koordinaten im Verhältnis l hervorgeht. Über den Wert von l kann nur die Dynamik eine Entscheidung liefern.

Im zweiten Kapitel werden ausführlich die Begriffe der Ortszeit, Systemzeit und Zonenzeit erläutert. Die „Zonenzeit" ist eine durch Konvention ausgezeichnete Ortszeit, die überall innerhalb eines gewissen Gebietes verwendet wird; die „Systemzeit" dagegen ist der Inbegriff aller Ortszeiten dieses Gebietes. Um die Uhren nach Systemzeit zu stellen, verwendet Einstein die Methode der Lichtsignale. Zur Herstellung der Zonenzeit hingegen kann man sich einer Uhr bedienen, die am Orte der Normaluhr mit dieser verglichen, und dann an andere Orte des Systemes gebracht wird. Freilich wäre diese „Übertragung der Zeit durch Konvektion" mit einem Fehler behaftet, wenn — wie Einstein annimmt — der Gang der Uhren von deren Translationsgeschwindigkeit abhinge; der Verfasser leugnet jedoch das Bestehen einer solchen Abhängigkeit.

Es wird sodann eine Methode der galvanischen Längenvergleichung angegeben, bei welcher — im Hinblick auf die Lorentz-Kontraktion — die Längen zweier relativ zueinander bewegter Stäbe direkt verglichen werden sollen: „An den Endpunkten der zu vergleichenden Stäbe seien isoliert Kontakte — metallische Schneiden angebracht. Die beiden Schneiden

eines Stabes seien durch einen Metallfaden verbunden, der bei einem der Stäbe durch ein Element, beim anderen durch ein Galvanometer führt. Wir können uns Stab und Element, bzw. Stab und Galvanometer miteinander beweglich denken. Läßt man nun die beiden Stäbe (bzw. deren Schneiden) übereinander weggleiten, so sollen sie im Falle, daß ein Ausschlag am Galvanometer auftritt, als ‚gleich lang' bezeichnet werden." Mir scheint nun — selbst als Gedankenexperiment — eine solche galvanometrische Längenvergleichung nicht möglich zu sein. Denn offenbar müssen die Schneiden eine gewisse Breite (b) besitzen, damit der Strom Zeit hat, durch das Galvanometer zu fließen; ist v die Relativgeschwindigkeit der Stäbe, a ihre Länge, so muß die Zeit b/v mindestens gleich $a/2c$ sein, mithin b mindestens gleich $^1/_2 a \cdot \beta$, wo $\beta = v/c$. Andererseits soll aber kein Strom durch das Galvanometer fließen, wenn einer der Stäbe eine Lorentz-Kontraktion erfahren hat; es müßte also b kleiner als $^1/_2 a\, \beta^2$ sein. Da $\beta < 1$, so ist diese Bedingung mit der ersten nicht vereinbar. Schon aus diesem Grunde kann die Methode nicht zum Ziele führen.

Nach diesen Vorbereitungen werden im dritten Kapitel die Einsteinsche Transformation und das Additionstheorem der Geschwindigkeit als Ausgangspunkt gewählt. Es werden drei Systeme K, S, S' betrachtet; anfangs sollen sie sich in relativer Ruhe befinden; in Bewegung gesetzt, sollen S und S' entgegengesetzt gleiche Geschwindigkeiten in bezug auf das „Symmetriesystem" K besitzen. Es werden die Abgangszeiten bestimmt; während dieselben für alle Punkte von K gleich null sind, ordnen sich den Punkten von S und S' im allgemeinen Ortszeiten des Abganges zu, welche von null und voneinander verschieden sind. Es müssen also die Zeiger der Uhren in S und S', damit die Uhren die Systemzeit anzeigen, schon anfangs dementsprechend gestellt werden. Aus dieser Differenz der Abgangszeiten entspringen Zeitdifferenzen, welche nichts mit dem Einfluß der Konstruktion oder der Bewegung der Uhren auf ihren Gang zu tun haben. Jedoch mit den Uhren von K verglichen, weisen sowohl die Uhren von S wie diejenigen von S' einen langsameren Gang auf. K ist dadurch ausgezeichnet, daß seine Uhren am schnellsten gehen, d. h. daß es die kleinste Zeiteinheit hat. Während nun Einstein den verschiedenen Gang der Uhren, welche in den verschiedenen Systemen die Systemzeiten anzeigen, als Abhängigkeit des Ganges von der Geschwindigkeit der Translation denkt, besteht nach Ansicht des Verfassers eine solche Abhängigkeit nicht. Vielmehr müssen zwei Uhren, damit sie in zwei ungleichwertigen Systemen die Systemzeiten anzeigen, eine etwas verschiedene Konstruktion besitzen; auch in Ruhe nebeneinder befindlich, würden sie nicht gleich beschaffen sein, sondern verschieden gehen. Es wird somit die gerade vom relativischen Standpunkte aus paradoxe Folgerung Einsteins bestritten, daß zwei Uhren gleicher Beschaffenheit und anfangs gleicher Zeigerstellung eine Standdifferenz aufweisen sollen, wenn sie nach relativer Bewegung gegeneinander sich wiederum treffen; die Fehlschlüsse, welche Einstein zu seinem „Uhrenparadoxon" geführt haben, werden ausführlich erörtert.

Wie die Zeiteinheit, so kann auch die Längeneinheit zur Definition des ausgezeichneten Bezugssystems dienen; doch wird hier die oben beanstandete Methode der galvanischen Längenvergleichung herangezogen.

Von Einstein wird zur Definition der Zeiteinheit implizite die Lichtuhr verwandt; durch Konvention wird dabei in allen gleichförmig gegeneinander bewegten Systemen der Lichtgeschwindigkeit der gleiche Wert zugeschrieben. Wenn so über die Lichtgeschwindigkeit, und außerdem über das Längenmaß, verfügt ist, ist das Zeitmaß mit bestimmt; man kann dann nicht mehr verlangen, daß es in verschiedenen Systemen durch gleich beschaffene Uhren zu verwirklichen sei. Andererseits ist es jedoch zulässig, außer dem Längenmaß das Zeitmaß festzulegen, indem man fordert, daß die Zeiteinheit vom Bezugssystem unabhängig sei. Dann erhält die Lichtgeschwindigkeit in verschiedenen Systemen verschiedene Werte (vom Referenten wurde dieser Weg schon in der 2. Auflage von Band II, s. Theorie der Elektrizität [1908] angegeben), während der Gang der Uhren von der Systemgeschwindigkeit unabhängig bleibt. Da also die Methode der Zeitübertragung durch Konvektion einwandsfrei ist, kann man in den verschiedenen Systemen die Zonenzeit neben der Systemzeit einführen. Aus der Verschiedenheit der Zeigerstellungen kann man auf die Bewegung des Systems schließen. Ausgezeichnet ist das Bezugssystem, in welchem die Systemzeit überall gleich der Zonenzeit ist.

Durch die Umstände ist der Verfasser verhindert worden, seine kritischen Untersuchungen auf die allgemeine Relativitätstheorie auszudehnen. Statt sich auf die Bemerkung zu beschränken, die spezielle Relativitätstheorie sei ein „Grenzfall" der allgemeinen, sollten die Relativisten die paradoxen Hypothesen der Einsteinschen Abhandlung von 1905 vom Standpunkte der allgemeinen Relativitätstheorie aus erörtern. Da hier die Lichtgeschwindigkeit mit wachsendem Schwerpotentiale zunimmt, und da nach dem Äquivalenzprinzip die Geschwindigkeitszunahme der Vermehrung des Schwerepotentiales äquivalent ist, so folgt auch auf Grund der allgemeinen Relativitätstheorie, daß die Lichtgeschwindigkeit um so größer sein muß, je schneller das System sich bewegt. Ausgezeichnet ist dasjenige System, in welchem die Lichtgeschwindigkeit den kleinsten Wert hat. Dabei bleiben die Naturgesetze in allen Systemen die gleichen.

M. Abraham.

K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwickelung der Lehre von den chemischen Elementen. (Sammlung Vieweg, Heft 45.) Dritte Auflage. gr. 8°. VIII u. 124 S. Mit 12 Abbildungen u. 11 Tabellen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1921. Geheftet M. 6.50 u. Teuerungszuschlag.

Das ausgezeichnete Buch von Fajans, das die durch die radioaktive Forschung entstandene neuere Lehre von den chemischen Elementen behandelt, liegt schon in der dritten Auflage vor. Die erste Auflage, die 1919 erschien, ist in dieser Zeitschrift ausführlich von K. Bergwitz referiert worden (**21**, 167, 1920). Es mag deswegen hier genügen, auf die Unterschiede der beiden Ausgaben hinzuweisen.

Es werden jetzt neu die grundlegenden, ungemein wichtigen Untersuchungen von Rutherford besprochen, nach welchen durch α-Bombardement aus Stickstoff und Sauerstoff neben H-Teilchen auch $_2^4He^{++}$-Partikel, d. h. die Kerne eines mit dem gewöhnlichen Helium isotopen Elementes (Atomgewicht 3 statt 4) entstehen.

In einem Anhange sind ferner die Versuche von Aston behandelt. Nach einer sehr klaren Darstellung des Astonschen Massenspektrographen werden die damit erhaltenen Ergebnisse dargestellt und eine Übersicht über die bisher gefundenen Isotope der gewöhnlichen Elemente gegeben.

Trotz des Einspruches von anderer Seite hält der Verfasser, wie mir scheint, vorläufig mit Recht, auf Grund seiner Überlegungen an der Definition fest: „Ein chemisches Element ist ein Stoff, der durch kein Mittel in einfachere Bestandteile zerlegt und nicht als Gemisch anderer Stoffe erkannt werden kann". Hierbei muß man allerdings heute vom Stickstoff und Sauerstoff absehen. Edgar Meyer.

Tagesereignisse.

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (Adresse: Elektrotechnischer Verein, Berlin W 57, Potsdamerstr. 68) stellt den Entwurf XX, Bezeichnungen für Vektorgrößen, gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung, zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Januar 1922 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine, wie auch sonst jedermann, sich zu dem Entwurf äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Entwurf XX. Bezeichnungen für Vektorgrößen.

1. Vektoren werden mit (kleinen oder großen) Frakturbuchstaben bezeichnet: $\mathfrak{a}, \mathfrak{b}, \ldots \mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \ldots$

   Zusatz 1: In besonderen Fällen können Vektoren auch durch Überstreichen gekennzeichnet werden, z. B.: $\bar{\mathfrak{r}}$, $\bar{\omega}$.

   Zusatz 2: Soll ein Vektor durch seinen Anfangspunkt A und seinen Endpunkt B dargestellt werden, so schreibt man $\overrightarrow{AB}$.
2. Der Betrag des Vektors $\mathfrak{A}$ wird mit $|\mathfrak{A}|$ bezeichnet; wo kein Mißverständnis zu befürchten ist, auch mit A.
3. Der zum Vektor $\mathfrak{A}$ gehörige Einheitsvektor wird mit $\mathfrak{A}^0$ bezeichnet: $\mathfrak{A} = |\mathfrak{A}|\,\mathfrak{A}^0$. In besonderen Fällen kann der Einheitsvektor auch mit dem entsprechenden kleinen deutschen Buchstaben bezeichnet werden: $\mathfrak{A} = |\mathfrak{A}|\mathfrak{a}$.
4. Zur Darstellung der Vektorsummen und Vektordifferenzen dienen die gewöhnlichen Plus- und Minuszeichen: $\mathfrak{A} + \mathfrak{B}$, $\mathfrak{A} - \mathfrak{B}$.
5. Das skalare Produkt zweier Vektoren wird dadurch bezeichnet, daß man die beiden Vektoren nebeneinander schreibt: $\mathfrak{A}\mathfrak{B}$. Nötigenfalls sind Vektorsummen, Vektordifferenzen und skalare Produkte in runde Klammern einzuschließen: $\mathfrak{A}(\mathfrak{B} + \mathfrak{C})$, $(\mathfrak{A}\mathfrak{B})\mathfrak{C}$. Skalare Faktoren können auch durch einen Punkt abgetrennt werden: $\mathfrak{A}\mathfrak{B} \cdot \mathfrak{C} = (\mathfrak{A}\mathfrak{B})\mathfrak{C}$.

   Zusatz: $\mathfrak{A}^2$ bedeutet das skalare Produkt des Vektors $\mathfrak{A}$ mit sich selbst.
6. Das Vektorprodukt zweier Vektoren wird dadurch bezeichnet, daß man die beiden Vektoren nebeneinander schreibt und in eckige Klammern einschließt: $[\mathfrak{A}\mathfrak{B}]$, $[\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{B} + \mathfrak{C}]$.

   Zusatz: Das Produkt $\mathfrak{A}[\mathfrak{B}\mathfrak{C}]$ kann durch $\mathfrak{A}\mathfrak{B}\mathfrak{C}$ bezeichnet werden.
7. Für den Gradienten des Skalars φ, für die Divergenz und den Rotor des Vektors $\mathfrak{A}$ werden die Bezeichnungen grad φ, div $\mathfrak{A}$, rot $\mathfrak{A}$ benutzt.

   Zusatz 1: Der Rotor des Rotors von $\mathfrak{A}$ wird mit rot rot $\mathfrak{A}$ bezeichnet.

   Zusatz 2: Soll von dem skalaren Produkt $\mathfrak{A}\mathfrak{B}$ der Gradient gebildet, dabei aber nur $\mathfrak{A}$ als veränderlich, $\mathfrak{B}$ als konstant betrachtet werden, so wird dies durch $\mathrm{grad}_{\mathfrak{A}}(\mathfrak{A}\mathfrak{B})$ ausgedrückt.
8. Der Hamiltonsche Operator wird mit ∇ (sprich Nabla) bezeichnet. Wenn seine Anwendung auf Gradienten, Divergenzen, Rotoren führt, sind in den Rechnungsergebnissen die in 7. vorgeschlagenen Bezeichnungen zu bevorzugen. ∇^2 kann durch Δ ersetzt werden.

   Zusatz: Wenn in $\nabla(\mathfrak{A}\mathfrak{B})$ nur der Vektor $\mathfrak{A}$ als veränderlich, $\mathfrak{B}$ als konstant betrachtet werden soll, so wird dies durch $\nabla_{\mathfrak{B}}(\mathfrak{A}\mathfrak{B})$ ausgedrückt; das Gleiche gilt in entsprechenden Fällen bei anderen Produktbildungen mit ∇.
9. Die an Unstetigkeitsflächen (Sprungflächen) den Begriffen grad φ, div $\mathfrak{A}$, rot $\mathfrak{A}$ und ∇ entsprechenden Differenzenbildungen werden mit Grad φ, Div $\mathfrak{A}$, Rot $\mathfrak{A}$ (große Anfangsbuchstaben) und $\bar{\nabla}$ bezeichnet.
10. Die Grundvektoren (drei zueinander senkrechte Einheitsvektoren) werden mit $\mathfrak{i}$, $\mathfrak{j}$, $\mathfrak{k}$ bezeichnet.
11. Die vektorielle Projektion eines Vektors $\mathfrak{A}$ auf einen andern $\mathfrak{B}$ wird mit $\mathfrak{A}_{\mathfrak{B}}$, die vektorielle Projektion auf eine Gerade x mit $\mathfrak{A}_x$ bezeichnet, dagegen die skalaren Komponenten in bezug auf ein rechtwinkliges Achsenkreuz mit

$$A_x,\ A_y,\ A_z.$$

Wenn die Richtungen von $\mathfrak{i}$, $\mathfrak{j}$, $\mathfrak{k}$ mit denen der Achsen x, y, z übereinstimmen, so ist

$$\mathfrak{A}_x = A_x\,\mathfrak{i},\ \mathfrak{A}_y = A_y\,\mathfrak{j},\ \mathfrak{A}_z = A_z\,\mathfrak{k};$$

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_x + \mathfrak{A}_y + \mathfrak{A}_z = A_x\,\mathfrak{i} + A_y\,\mathfrak{j} + A_z\,\mathfrak{k}.$$

Zusatz: In besonderen Fällen können die skalaren Komponenten auch mit anderen passend gewählten lateinischen oder griechischen Buchstaben bezeichnet werden:

$$\mathfrak{r} = x\,\mathfrak{i} + y\,\mathfrak{j} + z\,\mathfrak{k},\quad \bar{\omega} = p\,\mathfrak{i} + q\,\mathfrak{j} + r\,\mathfrak{k}.$$

Zu diesem Entwurf werden Erläuterungen gegeben von Fr. Breisig, Fr. Emde, Hamel, E. Jahncke, A. Korn, Reißner, R. Rothe und K. W. Wagner. Diese sind publiziert: Elektrotechn. Zeitschr. **42**, 659, 1921.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Göttingen und Leiter der anorganisch-chemischen Abteilung des Physikalisch-Chemischen Laboratoriums der Siemens-Halske A.-G. in Berlin-Siemensstadt Dr. Ernst Wilke-Dörfurt zum ord. Professor der Chemie an der Bergakademie Clausthal, der Vorstand der Chemischen Abteilung an der Universität Arizona Professor P. H. M. P. Brinton zum Professor für analytische Chemie an der Universität Minnesota, K. C. Browning zum Professor der Chemie und Metallurgie am Artillery College, dem früheren Royal Ordnance College, in Woolwich, der Abteilungsvorsteher am Chemischen Laboratorium der Universität Heidelberg Professor Dr. Ernst Müller in gleicher Eigenschaft an der Universität Kiel, Dr. Robert Robinson zum ord. Professor für Chemie an der St. Andrews Universität.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Wien Hofrat Dr. Viktor v. Lang.

Gesuche.

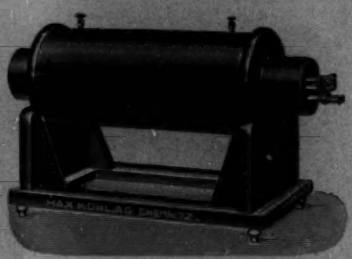
Physikerin,

mit Auszeichnung promoviert, 1 Jahr Hochschulassistentin, beste Referenzen, sucht passende Stellung in der Industrie. Angebote unter **S. H. 581** an die Geschäftsstelle der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 2400000.



62582. Funkeninduktor mit Sekundärwicklung von geringem Widerstand, für Wehnelt-Unterbrecher, 400 mm Funkenlänge.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

In den nächsten Tagen erscheint:

Über die Kernstruktur der Atome

Baker-Vorlesung von Ernest Rutherford

Mitglied d. Royal Society, Prof. der Experimentalphysik an der Univ. Cambridge

Autorisierte Übersetzung von Dr. ELSE NORST

Preis geh. 7 Mark :: **Für Physiker u. Chemiker**

Heute haben Übersetzungen fremdsprachiger Arbeiten bei uns in Deutschland nicht mehr wie früher vornehmlich den Zweck, der Bequemlichkeit und dem Verständnis dadurch zu dienen, daß sie dem mit der fremden Sprache nicht genügend Vertrauten das Lesen ermöglichen oder erleichtern. Heute sind Übersetzungen für uns kein solcher „Luxus" mehr, sondern leider ein notwendiger „Ersatz" für die oft unerreichbaren und meist unerschwinglichen ausländischen Schriften geworden. Und so ist auch die Übersetzung der Rutherfordschen Baker-Vorlesung, die nur in einigen wenigen Exemplaren zu uns herüber kam, durch den Wunsch entstanden, ihren Inhalt dem gewiß sehr weiten Kreise der daran Interessierten leicht erreichbar zu machen

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. — Zusammenfassende Bearbeitungen.)

Seite

Dessauer, F., Steigerung der sekundären Energie beim Funkeninduktor 425
Energie: Steigerung der sekundären — beim Funkeninduktor, v. F. Dessauer 425
Energieverteilung: Die — im kontinuierlichen Röntgenspektrum, v. A. March 429
Fallversuche: Zur Präzision der — und Steigversuche, v. E. Schmid 438
Franck, J., Über Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Stöße langsamer Elektronen. (Fortsetzung.) (Z.-B.) 441
Funkeninduktor: Steigerung der sekundären Energie beim —, v. F. Dessauer 425
Heteropolare Kristalle: Zerreißfestigkeit der —. Preisausschreiben. (Tagesereignisse.) 448
Hoffmann, G., Zur Erklärung der unipolaren Leitung 422
Kristalle: Zerreißfestigkeit der heteropolaren —. Preisausschreiben. (Tagesereignisse.) 448
Landé, A., Anomaler Zeemaneffekt und Seriensysteme bei *Ne* und *Hg* 417
March, A., Die Energieverteilung im kontinuierlichen Röntgenspektrum 429
Neon: Anomaler Zeemaneffekt und Seriensysteme bei — und *Hg*, v. A. Landé 417
Photogrammetrie: Über die Verwertung des Spiegelbildes in der —, v. H. Simon 441
Quecksilber: Anomaler Zeemaneffekt und Seriensysteme bei *Ne* und —, v. A. Landé 417
Röntgenspektrum: Die Energieverteilung im kontinuierlichen —, v. A. March 429
Schmid, E., Zur Präzision der Fall- und Steigversuche 438

Seite

Seriensysteme: Anomaler Zeemaneffekt und — bei *Ne* und *Hg*, v. A. Landé 417
Simon, H., Über die Verwertung des Spiegelbildes in der Photogrammetrie 441
Spiegelbild: Über die Verwertung des — in der Photogrammetrie, v. H. Simon 441
Steigversuche: Zur Präzision der Fall- und —, v. E. Schmid 438
Unipolare Leitung: Zur Erklärung der —, v. G. Hoffmann 422
Zeemaneffekt: Anomaler — und Seriensysteme bei *Ne* und *Hg*, v. A. Landé 417

Richard Müller-Url, Braunschweig
Schleinitzstr. 19

Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: Coulombmeter nach Stephan D.R.O.M. — Righis Röhren für magnetische Strahlen mit Vakuum-Regulierung D.R.O.M. — Quecksilber-Schnellpumpe. — Präzisions-Vakuometer D.R.O.M. — Pizzarello-Apparat. — Apparate für flüssige Luft. — Verflüssigte Gase in Röhren. — Projektions- und Extrem-Thermometer. — Elektroskope und Trockensäulen. — Vakuumröhren nach Braun, Crookes Geißler, Puluj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — Leuchtschirme. — Normal-Geißlerröhren-Serie „Kompendium". — Original-Vakuumskalen nach Croß.

Въ современныхъ, новыхъ государства потребуются въ такихъ современныхъ, но общеизвѣстныхъ приборахъ какъ

Барреттеръ измерительный приборъ Гати для высокихъ напряженіе и для телефона.

Цѣна Руб. 2500 —

Béla Gáti,
Budapest IX, Gyáli-ut. 22.
Адр. Тел.: Belagatt Budapest.

Induktorium

Patent Klingelfuß

mit eingebauter Meßspule und eingeschaltetem Sklerometer und Milliampèremeter. Beide Instrumente sind spannungslos gegen Erde und können in beliebiger Entfernung vom Induktorium und der Röntgenröhre aufgestellt werden.

Fr. Klingelfuß & Co. Basel.

Verlag von S. HIRZEL in LEIPZIG

LEBEN UND WISSENSCHAFT

WISSENSCHAFT UND LEBEN

Rektoratsrede zur Jahresfeier der Georgia Augusta am 26. Juni 1918 gehalten von

DR. HERMANN TH. SIMON

o. ö. Professor der Physik und angewandten Elektrizität an der Universität Göttingen

Preis 3 Mark